3 3433 06274718 7

Digitized by Google

PAM
Annalen

Digitized by Google

ANNALEN

DER

PHYSIK UND CHEMIE.

ERGÄNZUNGSBAND II.

Digitized by Google

ANNALEN

DER

PHYSIK

UND

CHEMIE.

ASTOR LIBRARY
NEW-YORK.

HERAUSGEGEBEN ZU BERLIN

VON

J. C. POGGENDORFF.

ERGÄNZUNGSBAND.

(NACH BAND LXXII EINZUSCHALTEN.)

NEBST DREI KUPFERTAFELN.

LEIPZIG, 1848.
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH.

Inhalt

des Ergänzungsbandes II der Annalen der Physik und Chemie.

Erstes Stück.

Seite

I. Untersuchungen über die Elasticität; von G. Wertheim. (Erste Abhandlung: Von der Elasticität und Cohäsion der Metalle.) 1

II. Untersuchungen über die Elasticität; von Demselben. (Zweite Abhandlung: Von der Elasticität und Cohäsion der Legirungen.) 73

III. Untersuchungen über die Elasticität; von Demselben. (Dritte Abhandlung: Vom Einfluſs des galvanischen Stroms und des Elektromagnetismus auf die Elasticität der Metalle.) 99

IV. Ueber die Elasticität und Cohäsion verschiedener Glassorten; von E. Chevandier und Wertheim. 115

V. Ueber die Spannkraft des Wasserdampfs; von V. Regnault. 119

VI. Ueber die Anwendung einer neuen empirischen Formel auf die Spannung der Dämpfe; von E. Barry. 177

VII. Ueber die Wärme und Elasticität der Gase und Dämpfe; von C. Holtzmann. 183

VIII. Bodentemperatur zu Trevandrum. 191

Zweites Stück.

I. Ueber die Liquefaction und Solidification der gewöhnlich als Gase existirenden Körper; von M. Faraday. 193

II. Zusätzliche Bemerkungen über die Condensation der Gase; von Demselben. 219

Seite

III. Ueber die Zusammendrückung der Flüssigkeiten; von G. Aimé. 228

IV. Ueber die Erscheinungen bei einer freien und der Wirkung der Schwere entzogenen flüssigen Masse; von J. Plateau. . . . 249

V. Beobachtungen gewisser Fälle von elliptischer Polarisation des Lichts durch Reflexion; von Baden Powell. 285

VI. Ueber die Polarisation des Lichts an Metallen; von Jamin. 299

VII. Ueber die durch polarisirtes Licht in homogenen Flüssigkeiten hervorgebrachten Farben; von A. Fresnel. 304

VIII. Ueber die Reflexion des Lichts; von A. Fresnel. . . . 332

IX. Ueber das Phänomen der Interferenz zweier Lichtstrahlen im Falle groſser Gangunterschiede; von H. Fizeau und L. Foucault. 355

X. Beobachtungen über Capillarität; von Henry. 358

XI. Ueber eine Methode, staubförmigen Graphit in eine compacte Masse zu verwandeln; von W. Brockedon. 362

XII. Ueber eine aus der Atmosphäre niedergefallene Substanz; von Tizenhauz. 364

XIII. Notizen. — 1) Meteorsteinfall bei Werchne Tschirskaja Stanitza, S. 366. — 2) Muthmaſslicher Meteorsteinfall zu Fayetteville, S. 367. — 3) Phosphorsäure im Mineralreiche, S. 368.

Drittes Stück.

I. Ueber die Volta'sche Gasbatterie. Versuche, um die Ursache ihrer Wirkung und ihre Anwendung auf Eudiometrie zu ermitteln; von W. R. Grove. 369

II. Ueber die Volta'sche Gasbatterie. Volta'sche Wirkung von Phosphor, Schwefel und Kohlenwasserstoffen; von Demselben. 407

III. Ueber die Gesetze der Doppelbrechung des Quarzes; von James Mac-Cullagh. 425

IV. Ueber die Reflexion von Metallen; von J. Jamin. 437

V. Ueber die mechanischen Eigenschaften des Holzes; von Chevandier und Wertheim. 481

VI. Ueber die Schallschwingungen des Wassers; von W. Wertheim. 497

Seite

VII. Ueber die optischen Erscheinungen, zu welchen die Wolken mit Eistheilchen Anlaſs geben; von A. Bravais. . . . 500

VIII. Ueber die sogenannten Regenflecke auf den Gebirgsseen; von Simon. 507

IX. Beitrag zur Eudiometrie; von K. Brunner. 509

X. Notizen. — 1) Ungewöhnliche Regenfälle in mittleren Breiten, S. 511. — 2) Tägliche Variation der horizontalen Intensität des Erdmagnetismus zu Bosekop in Finnmarken, beobachtet von den HH. Lottin und Bravais, S. 512.

Viertes Stück.

I. Ueber die Reflexion und Doppelbrechung des Lichts durch metallisch undurchsichtige Krystalle; von H. de Sénarmont. . 513

II. Ueber das Phänomen des weiſsen Regenbogens; von A. Bravais. 562

III. Ueber den Refractions- und Dispersionsindex des Eises; von Demselben. 576

IV. Ueber die Theorie der elastischen Flüssigkeiten und die latente Wärme der Dämpfe; von Pouillet. 579

V. Bemerkungen über die Temperatur des Weltmeers in verschiedenen Tiefen; von E. Lenz. 615

VI. Ueber das Delta und die Alluvionen des Missisippi; von Ch. Lyell. 626

VII. Ungewöhnliches Wallen des Ontario-See's; von C. Dewey. 630

Nachweis zu den Kupfertafeln.

Taf. I. — Wertheim, Fig. 1 und 2, S. 9; Fig. 3, S. 11; Fig. 4, S. 12; Fig. 5, S. 14; Fig. 6, S. 15; Fig. 7, 8 und 9, S. 17; Fig. 10, S. 18; Fig. 11, S. 100; Fig. 12, S. 110.
Taf. II. — Regnault, Fig. 1, S. 126 und 132; Fig. 2 und 3, S. 132; Fig. 4, S. 137; Fig. 5, S. 138; Fig. 5 *bis* S. 140; Fig. 6, S. 152; Fig. 7, S. 158; Fig 8, S. 154; Fig. 9, S. 158; — Plateau, Fig. 11, S. 258; Fig. 12, S. 259; Fig. 13, S. 264; Fig. 14 und 15, S. 279; Fig. 16, 17 und 18, S. 280.
Taf. III. — Faraday, Fig. 1 und 2, S. 194. — Grove, Fig. 3, 4 und 5, S. 372; Fig. 6 und 7, S. 373; Fig. 8, 9, 10 und 11, S. 374; Fig. 12, S. 379; Fig. 13, S. 381; Fig. 14, S. 393; Fig. 15, S. 416; Fig. 16, S. 408 und 416; Fig. 17 und 18, S. 419; Fig. 19, S. 422.

Berichtigung.

(Schluſs des Aufsatzes von Pouillet, S. 514.)

Umgekehrt werden die Resultate bei der Kohlensäure; man muſs, wie gesagt, hier comprimiren, statt expandiren. In den vorstehenden Tafeln bezeichnen also t', p', c' Temperatur, Druck und spec. Wärme eines Kilogrm. Kohlensäure, das anfangs z. B. bei 0° und dem Spannungsmaximo genommen, dann in einem für die Wärme undurchdringlichen Gefäſse beliebig comprimirt worden, und nun erkaltet, um die Temperatur t und das entsprechende Druckmaximum p anzunehmen.

Wie im anderen Fall muſs $\left(\frac{p}{p_{\prime}}\right)^z > 0$ und < 1 seyn, und folglich noch $y > z$. Daraus ergiebt sich, nach Vollziehung des Calculs mit bekannten Daten, daſs 1 Kilogrm. Kohlensäuredampf, beim Maximum der Spannung, gebracht auf den höchsten Grad von Wärme und Zusammendruck, nicht 14 Wärmeeinheiten weniger als dasselbe Kilogrm. bei 0° und 30 oder 40 Atmosphären enthalten kann.

Durch Ausdehnung dagegen kann die Kohlensäure unendlich wachsende Wärmemengen empfangen.

Hiernach begreift man, daſs ein Gemenge zweier Dämpfe von entgegengestztem Typus, in verschiedenen Verhältnissen, bei Zusammendrückung oder Ausdehnung sehr verwickelte Erscheinungen geben müsse. Es hätte vielleicht groſses Interesse unter diesem Gesichtspunkt die Veränderungen zu studiren, die in den mehr oder weniger mit Wasserdampf beladenen Schichten der Atmosphäre durch plötzliche Barometerveränderungen hervorgebracht werden können.

ANNALEN
DER PHYSIK UND CHEMIE.
Bd. II. ERGÄNZUNG. St. 1.

I. *Untersuchungen über die Elasticität; von Herrn G. Wertheim.*

Erste Abhandlung [1]).

Von der Elasticität und Cohäsion der Metalle.

I. — Das Studium der Elasticität, der Cohäsion und überhaupt der mechanischen Eigenschaften der Körper bietet ein doppeltes Interesse dar: ein theoretisches, wegen des innigen Zusammenhangs mit der Constitution der Körper und der Natur der Molecularkräfte; ein praktisches, wegen ihrer Wichtigkeit in den Anwendungen. Auch ist die Zahl der Untersuchungen, die in dieser Richtung gemacht worden sind, so groſs, daſs man kaum das Geschichtliche derselben anführen kann, ohne nicht die Gränzen einer Abhandlung zu überschreiten.

Zu allen Zeiten haben sich die Mathematiker bemüht, aus den wahrscheinlichsten Hypothesen über die Constitution der Körper die Gesetze dieser Eigenschaften abzuleiten, während die Physiker gesucht haben, sich von dem experimentellen Studium ihrer Gesetze zur Kenntniſs der Molecularkräfte zu erheben. Hooke, Jacob und Daniel Bernoulli, Euler, Lagrange, Taylor, Laplace, Navier, Poisson, Lamé, Clapeyron, Cauchy und Duhamel haben die Hülfsmittel der Analyse auf diesen Gegenstand angewandt. Die hauptsächlichsten Experimental-Untersuchungen über die Elastici-

1) Ueberreicht der Pariser Academie am 28. Juli 1842 und veröffentlicht in den *Ann. de chim. et de phys., Ser. III T. XII* (1844) *p.* 385. — Eine frühere Notiz des Hrn. Verf. über denselben Gegenstand ist bereits in den Annalen Bd. LVII S. 382 mitgetheilt.

tät sind die von S'Gravesande, Coulomb, Beaufoy, Tredgold, Rennie, Leslie, Dufour, Chladni, Young, Savart, Weber, Duleau, Lagerhjelm, Ardant und der hannöverschen Commission. Diesen beiden Klassen von Arbeiten verdankt man es, daſs die Gesetze der Gestaltveränderungen, welche die elastischen Körper unter der Wirkung äuſserer Kräfte erleiden, so wie die Gesetze ihrer Schwingungen, als vollkommen bekannt angesehen werden können, so lange die Verschiebungen der Molecule in Bezug auf deren Abstände klein bleiben und die äuſseren Kräfte nur während einer sehr kurzen Zeit wirken.

Dem ist aber nicht mehr so, wenn die Elasticitätsgränze überschritten worden ist; man kennt weder die Gesetze der bleibenden Verschiebungen, noch deren Einfluſs auf die Elasticität. Nur in jüngster Zeit hat Herr Gerstner durch genaue Versuche mit Stahldrähten zu zeigen versucht, daſs ein der Ausdehnung unterworfener Draht sich in jedem neuen Stabilitätszustand wie in seinem ursprünglichen Zustand verhält; daſs nicht allein die Verlängerungen den angelegten Kräften proportional bleiben, so lange man nicht die Belastung bis zum Entstehen einer neuen permanenten Verlängerung erhöht, sondern daſs die proportionalen Verlängerungen, die durch gleiche Gewichte erzeugt werden, noch in den verschiedenen Gleichgewichtszuständen dieselben bleiben. Hienach muſs man denselben Elasticitätscoëfficienten bekommen, es mögen die Belastungen die Elasticitätsgränze überschreiten oder nicht.

Fast alle übrigen Beobachter haben sich begnügt, die gesammte, durch eine gewisse Belastung erzeugte Verlängerung zu messen, ohne den bleibenden Theil dieser Verschiebungen zu unterscheiden von dem Theil, der mit Fortnahme der Last verschwindet, und den wir ausschlieſslich elastische Verschiebung nennen werden. Man war daher genöthigt, die Elasticitätscoëfficienten nach den klei-

nen Verschiebungen zu berechnen, welche die Molecüle diesseits der Elasticitätsgränze erleiden können. Allein für einige Körper liegt diese Gränze so nahe, daſs es unmöglich war auf diese Weise eine hinlängliche Genauigkeit zu erreichen. Man nahm daher seine Hülfe zu sehr kleinen Verschiebungen, vor allen bei drehenden und längsgehenden Schwingungen.

Diese letzteren sind von sehr leichter Anwendung, seit Chladni gefunden, wie man die Schallgeschwindigkeit in starren Körpern experimentell bestimmen könne, und seit Laplace die Formel gegeben, welche die Schallgeschwindigkeit mit dem Elasticitätscoëfficienten verknüpft.

Allein diese Bestimmungsweise des Elasticitätscoëfficienten setzt eine vollkommene Einerleiheit zwischen der theoretischen und wirklichen Geschwindigkeit des Schalls voraus. Nun weiſs man, daſs diese Einerleiheit für die Gase nicht vorhanden ist, sondern durch die erzeugte Wärme eine ansehnliche Beschleunigung stattfindet; es bleibt also zu untersuchen, ob nicht Aehnliches bei den starren Körpern geschehe.

Das Studium der Zähigkeit, der Elasticitätsgränze und des Verlängerungsmaximum hängt natürlich mit diesem Gegenstande zusammen.

II. — Die einfachen Metalle, welche den Gegenstand dieser Abhandlung ausmachen, sind schon von vielen Beobachtern untersucht. Es würde zu weit führen, alle von ihnen gefundenen Zahlen und deren Mängel hier beizubringen. Man findet sie überdieſs vollständig angegeben in der *Mécanique industrielle* von Hrn. Poncelet.

Allein die meisten dieser Untersuchungen wurden zum praktischen Behufe unternommen. Man beschäftigte sich vorzüglich mit den als Baumaterial benutzten Metallen, ohne Rücksicht nehmen zu können auf deren Reinheit, auf die Dichtigkeit und die Abänderungen, die sie durch mechanische Behandlung oder durch Wirkung der Wärme erlitten hatten oder noch erleiden konnten. Der

Verschiedenheit dieser Umstände muſs man wahrscheinlich das Abweichende der Resultate und den Mangel eines jeden allgemeinen Gesetzes zuschreiben.

Die gröſste Schwierigkeit bei dieser Gattung von Untersuchungen liegt in der Nichthomogenität der Substanzen. In der That, um die Beziehungen der Elasticität zur Schallgeschwindigkeit in verschiedenen Körpern zu bestimmen, müſste man sie in einem vergleichbaren Zustande haben, im Zustande vollkommener Homogenität, wie man ihn bei den Rechnungen voraussetzt, oder wenigstens in gleichem Grade von Homogenität; allein das läſst sich nicht ausführen. Man muſs also zunächst einen selben Körper unter möglichst verschiedenen Umständen versetzen, um, wenn chemische Natur und Homogenität des Körpers gleich bleiben, den Einfluſs dieser Umstände zu ermitteln; darauf kann man versuchen, die sonach gefundenen Gesetze auf verschiedenartige Körper anzuwenden, dabei bei diesem ersten Grad von Annäherung die Homogenitätsunterschiede vernachlässigend.

Ich habe mit chemisch reinen Metallen operirt; von denen, die ich mir nicht rein verschaffen konnte, werde ich die Zusammensetzung angeben, wie ich sie durch Analyse gefunden.

Die Dichtigkeit habe ich zunächst bei dem zu einem Stabe gegossenen Metalle bestimmt, wenn dieſs möglich war. Dann wurde das Metall stark gehämmert und zu Draht gezogen, endlich angelassen. In jedem dieser Zustände habe ich zuvörderst die Dichte bestimmt, dann den Elasticitätscoëfficienten und die Schallgeschwindigkeit nach drei Methoden, die Elasticitätsgränze, die bleibenden und elastischen Verlängerungen unter verschiedenen stets wachsenden Belastungen, und den Widerstand beim Reiſsen. Die nämlichen Bestimmungen wurden bei 100°, 200° und —15° C. wiederholt, bis soweit, daſs die Elasticitätscoëfficienten nur bloſs mittelst einer Methode bestimmt werden konnten und die Dichtigkeit nach ihrer bekannten Ausdehnbarkeit berechnet wurde.

Durch diese Untersuchungen habe ich nun folgende Punkte aufzuhellen gesucht:

1) Der Elasticitätscoëfficient und die Schallgeschwindigkeit, die Elasticitätsgränze und das Verlängerungsmaximum sind noch nicht für alle Metalle bestimmt worden.

Der Elasticitätscoëfficient des Eisens und des Stahls sind mit Sorgfalt studirt von Coulomb [1]), Tredgold [2]), Lagerhjelm [3]), Barlow [4]), Young [5]), Rennie [6]), Duleau [7]), Navier [8]), Gerstner [9]), Leslie [10]), Seguin [11]), Martin [12]), Ardant [13]), Savart [14]) und Weber [15]); der des Kupfers von Lagerhjelm, Savart und Weber; der des Zinks von Tredgold; der des Bleis von Rennie und Ardant; der des Silbers von Lagerhjelm und Weber, und der des Platins von Weber.

Was die Schallgeschwindigkeit betrifft, so ist sie be-

1) *Mémoires de l'Académie*, 1784, *p.* 266.
2) *Philosoph. Transact.* 1824, *P. II p.* 354.
3) Versuche über die Dichtigkeit, Gleichartigkeit, Elasticität, Schmiedbarkeit und Stärke des geschmiedeten und gewalzten Stabeisens; übersetzt (aus den *Jerncontoret's Annaler*, 1826) von W. Pfaff. Nürnberg 1829.
4) *Essai sur la force du fer, avec un appendice sur la force d'autres substances. Londres* 1817.
5) *Lectures on natural philosophy*, *Th. II p.* 403.
6) *Philosoph. Transact.*, 1828, *P. I.*
7) *Essai théorique et experimental sur la résistance du fer forgé. Paris* 1820.
8) *Mémoire sur les ponts suspendus*, *Paris* 1830, *p.* 263.
9) Handbuch der Mechanik, Th. I. — Burg, Jahrbuch des polytechn. Instituts in Wien, Bd. XIX S. 26.
10) *Elements of natural philosophy, Edinb.* 1823, *T. I p.* 214.
11) *Des ponts en fil de fer*, 1826.
12) *Du fer dans les ponts suspendus.*
13) Poncelet, *Mécanique industrielle*, *p.* 345.
14) *Ann. de chim. et de phys.*, *Ser. II T. LXV p.* 394.
15) Poggendorff's Annalen, Bd. XX S. 204.
[Hieher gehört auch noch Brix, Abhandlung über die Cohäsions- und Elasticitäts-Verhältnisse einiger nach ihren Dimensionen beim Bau der Hängebrücken in Anwendung kommenden Eisendrähte des In- und Auslandes, Berlin 1837 (P.)].

stimmt worden von **Chladni** beim Eisen, Kupfer, Silber und Zinn, von **Savart** beim Eisen, Stahl und Kupfer, und von **Masson** beim Blei und Zink [1]).

Es blieb also noch diese Untersuchungen zu vervollständigen, sie bei reinen Metallen anzustellen, und die direct gefundenen Schallgeschwindigkeiten mit den aus den Elasticitätscoëfficienten abzuleitenden zu vergleichen.

2) **Coulomb** und **Lagerhjelm** haben gefunden, daſs Eisen und Stahl, gehärtet oder nicht, einen gleichen Elasticitätscoëfficienten haben. Herr **Poncelet** dagegen, nachdem er in seinem *Mécanique industrielle* (p. 354) alle bekannten Angaben zusammengestellt, erhebt Zweifel an der Constanz dieses Coëfficienten. Da dergleichen Versuche noch nicht bei den übrigen Metallen angestellt worden sind, so blieb zu untersuchen, ob der Elasticitätscoëfficient in der That constant und von der mechanischen Behandlung und der Dichtigkeit unabhängig sey, oder ob nur beim Eisen der Unterschied zu klein sey, um durch die gewöhnlichen Beobachtungsmittel wahrgenommen werden zu können.

3) Wenn die Elasticität sich mit der Dichtigkeit und chemischen Natur des Körpers ändert, so wird man eine Beziehung zwischen diesen Gröſsen aufsuchen können.

4) Weder über das Dasein, noch die Gröſse der Elasticitätsgränze stimmen die Verfasser überein. Für das Eisen hat Hr. **Lagerhjelm** folgendes Gesetz aufgestellt: Bezeichnet i die der Elasticitätsgränze entsprechende proportionale Verlängerung, und I das proportionale Verlängerungsmaximum, so hat man $i\sqrt{I} = const.$ Die bekannten Versuche reichen nicht hin zu entscheiden, ob dieſs Gesetz auf andere Metalle anwendbar sey.

5) Die Wärme hat eine doppelte Wirkung auf die Körper, die einer mechanischen Behandlung unterworfen wurden. Die eine ist bleibend, das Anlassen, die andere verschwindet mit der Temperatur. Die Wirkung des An-

1) *Ann. de chim. et de phys., Ser. III T. III p.* 451.

lassens auf die Elasticität der Eisen- und Stahldräthe ist von mehreren schon genannten Beobachtern studirt worden. Die HH. **Dufour**, **Baudrimont**[1]) und **Karmarsch**[2]) haben gezeigt, welche Verringerung die Haltbarkeit der Metalle durch das Anlassen erleidet.

Lagerhjelm, **Tredgold**, **Trémery**, **Poirier**[3]) und **Dufour** untersuchten die Cohäsion des Eisens, **Minard** und **Desormes** die des Kupfers, Zinns und Bleis bei höherer Temperatur.

Was die Elasticität der Metalle bei hoher und niedriger Temperatur betrifft, so ist sie meines Wissens noch nicht studirt worden.

Bestimmung des Elasticitätscoëfficienten und der Schallgeschwindigkeit.

III. — Man bestimmt gewöhnlich den Elasticitätscoëfficienten mittelst der Verlängerungen, welche die Metalle unter Wirkung relativ kleiner Belastungen erfahren, und die Schallgeschwindigkeit mittelst longitudinaler Schwingungen. Vernachlässigen wir zunächst die etwanige Wärmeentwicklung und die im Innern selbst nicht krystallisirter Metalle vorhandenen Elasticitätsunterschiede, so wird man sich nicht nur jeder dieser zwei Methoden zur Bestimmung der beiden Gröſsen bedienen können, sondern es wird auch jede Gestaltveränderung unter bekannten äuſseren Kräften und jede Schwingungsbewegung zu demselben Zweck dienlich seyn, denn der Elasticitätscoëfficient tritt immer ein in deren analytischem Ausdruck. Ich habe mich daher einer dritten Methode bedienen können: der Bestimmung des Elasticitätscoëfficienten mittelst transversaler Schwingungen. Da diese genauer und zugleich allgemeiner anwendbar ist, als die

1) *Ann. de chim. et de phys., Ser. II T. LX.*

2) Jahrbücher des Polytechn. Instituts in Wien, Bd. XVIII.

3) *Ann. de Mines, Ser. II T. III.*

beiden andern, so will ich mit ihrer Auseinandersetzung beginnen.

Transversale Schwingungen.

IV. — Um die Anzahl der transversalen Schwingungen zu bestimmen, die ein an einem Ende eingefugter Stab von bekannter Länge und Dicke in einer Secunde macht, benutzte ich Hrn. Duhamel's Methode, die darin besteht, daſs man die Schwingungen sich auf Glasplatten, die mit einer Schicht Kienruſs überzogen sind, abbilden läſst.

Die Glasscheibe, welche zur Aufnahme der Zeichnungen bestimmt war, wurde durch eine Art Bratenwender mit Gewichten, einen ähnlichen Apparat, wie sich Hr. Morin bei seinen Untersuchungen bediente, in Bewegung gesetzt; ungeachtet der Anwendung eines Windfangs wurde die Bewegung dieser Maschine, selbst nach mehren Umläufen, nicht gleichförmig genug, um genau die Dauer einer Schwingung dadurch zu bestimmen, daſs man mittelst eines Winkelmessers (*rapporteur*) die Zahl der von ihr auf der Scheibe eingenommenen Grade maſs. Die Unterschiede steigen, bei Rotationsgeschwindigkeiten von 1—5 Secunden, auf Zehntelsecunden, je nach der Stellung der Flügel des Windfangs. Ueberdieſs schwankten die Geschwindigkeiten, je nachdem die zeichnende Spitze mehr oder weniger stark gegen die Scheibe drückte.

Um mich dieser Uebelstände zu entheben, nahm ich meine Hülfe zu einem ähnlichen Verfahren, wie das, welches zuerst Hr. Duhamel in seiner 1840 in der Academie gelesenen Abhandlung über die Schwingungen der mit Läufern beschwerten Saiten angewandt hat. In dieser Abhandlung bestimmt Hr. Duhamel die relativen Schwingungsmengen der mit verschiedenen Läufern beschwerten Saiten durch Vergleich derselben mit den Schwingungen einer anderen Saite, die immer gleiche Bewegung behält und somit als Zähler dient. Bei meinen

Versuchen handelte es sich um die Bestimmung absoluter Schwingungsmengen; ich muſste demnach einen Zähler anwenden, der eine genau bekannte Zahl von Schwingungen in einer Secunde machte. Zu dem Ende habe ich mich einer von Hrn. Marloye sehr sorgfältig ausgeführten Normal-Stimmgabel bedient; dieselbe, nach der Sirene abgestimmt, macht genau 256 Doppelschwingungen in der Secunde. Zwei Häkchen von sehr dünnem Messing mit umgebogener Spitze sind mittelst sehr kleiner Schrauben befestigt an den gegenüberstehenden Seiten der beiden Zinken dieser Stimmgabel, die der Ebene ihrer Schwingungen parallel sind; das Gewicht dieser Häkchen ist in Bezug auf die Masse der Stimmgabel so klein, daſs sie deren Ton nur etwa um eine Schwingung in der Secunde erniedrigten. Es war daher leicht, sie mit einer zweiten nicht durch Häkchen beschwerten Stimmgabel in Einklang zu bringen, indem man von dem Ende jeder Zinke etwas abnahm. Nachdem ich diese Stimmgabel eine Zeit lang gebraucht hatte, prüfte ich sie wieder, ohne die mindeste Veränderung zu finden.

Ein ähnlicher *S* förmig gekrümmter Haken wurde mittelst einer Schraube an dem Ende des Stabes befestigt, mit dem ich operirte.

Es handelte sich nun darum, den Stab und die Stimmgabel gleichzeitig schwingen zu lassen, ihre Haken mit einem selben Radius der rotirenden Scheibe sehr sanft in Berührung zu bringen, und diese Berührung, sobald die Scheibe einen ganzen Umlauf gemacht hat, aufheben zu können, damit die schon gemachten Zeichnungen nicht verwischt werden. Der folgende Apparat, Taf. I Fig. 1 und 2, genügt diesen Bedingungen.

Das ganze System ruht auf einem eichenen Tisch *A*, auf welchem zwei Holzleisten *B* befestigt sind; zwischen diesen Leisten bewegt sich die Holzscheibe *C*, welche die Maschine trägt.

Auf der Scheibe ist ein starkes eisernes Gestell *D*

befestigt; dasselbe trägt die Axe der Winde *E*, um welche die Schnur gewickelt ist, die mittelst der Rolle *G* das Gewicht *F* trägt. Der Bügel der Rolle hängt nur an einem Haken, so daſs die Rolle sich etwas drehen und der Scheibe in ihrer Bewegung folgen kann, ohne den Lauf der Schnur zu stören. Die Winde trägt ein Rad *H* von 15 Centm. Durchmesser, welches in das Getriebe *I* greift; an diesem sitzt vorn eine groſse Messingscheibe *J* von 32 Centm. Durchmesser, die mittelst einer Klemmschraube befestigt ist, und hinten ein Rad, das mittelst einer Schraube ohne Ende den Windfang *K* bewegt.

Die graduirten Plättchen *L* dienen dazu, die Windflügel unter verlangte Neigung zu stellen und somit die Rotationsgeschwindigkeit nach Belieben zu regeln. Vier Ansätze *M*, geschraubt an die Messingscheibe und gegen den geneigten Rand der Glasscheibe drückend, pressen beide gegen einander und halten somit letztere fest. Mittelst des Fuſsbretts *N*, welches die Welle *O* in Drehung versetzt, kann man das ganze System verrücken. Eine starke Darmsaite, die sich um die Welle schlingt, ist an der Holzscheibe befestigt und läſst sie zwischen den Leisten verrücken. Ein Gegengewicht *P* zieht den Apparat zurück, so wie man das Fuſsbrett nicht mehr niederdrückt. Zwei starke Schrauben *Q* dienen als Hemmpunkte des Vorrückens.

Zur Seite der Leisten befindet sich ein starker Holzständer *R*, der mittelst eines darin steckenden Bolzens und einer Mutter auf dem Tisch wohl befestigt ist. An diesen Ständer ist die Stimmgabel *S* geschraubt; zugleich trägt er einen Eisenstab, versehen oberhalb mit einem Stift *T*, um den sich ein runder, gleichfalls eiserner Arm *U* dreht, der durch einen gegliederten Winkelhebel *V* mit dem Fuſsbrett in Verbindung steht. Wenn man nun letzteres niedertritt, dreht sich das Eisen um seinen Stift *T*, geht rasch zwischen den Armen der Stimmgabel heraus und setzt sie in Schwingung.

Soll der Apparat in Thätigkeit treten, so wird der zu untersuchende Stab *a* in seiner Mitte in einen starken Schraubstock *b* gezwängt. Ich habe mich überzeugt, daſs bei also befestigten Stäben die Schwingungen derselben unabhängig sind von der Kraft, mit welcher der Schraubstock klemmt, was nicht der Fall ist, wenn man den Stab an einem Ende einzwängt. Dicke Stäbe wurden bloſs in der Mitte durch einen mit Tuch ausgelegten Stahlring gehalten. Bei Drähten hat man keine Haken nöthig, da ihr umgebogenes Ende unmittelbar auf die Scheibe zeichnen kann. Man nimmt nun die Glasscheibe fort, überzieht sie mit Kienruſs, zieht darin mit einer feinen Spitze einen Radius, und setzt sie wieder ein.

Man richtet es so ein, daſs der Haken *c* des Stabes und der *d* der Stimmgabel auf den gezeichneten Radius in verschiedene Abstände vom Mittelpunkt kommen; man regelt die Hemmschraube so, daſs die beiden Haken nur sehr sanft gegen die Scheibe drücken, wenn der Apparat sich vorwärts bewegt.

Nach dieser Vorrichtung zieht man den Haken *e*, der bis dahin das Gewicht gehalten, fort, versetzt den Stab in transversale Schwingungen und tritt das Fuſsbrett nieder. Wenn die Scheibe beinahe einen Umgang gemacht hat, hebt man den Fuſs vom Brette ab und der Apparat weicht zurück.

Die Kienruſsschicht empfängt hierdurch zwei concentrische Linien, deren eine, dem Mittelpunkt nähere *f* (Tafel I Figur 3), die Zeichnung der Schwingungen der Stimmgabel enthält, die andere *g* die Zeichnung von den Schwingungen des Stabes oder Drahtes.

Alsdann nimmt man die Scheibe ab, zieht zwei Radien *hh*, von deren Mittelpunkt zu den Scheiteln zweier Schwingungen des Stabes, und zählt die Menge der Schwingungen der Stimmgabel, die zwischen diesen Radien enthalten sind.

Ist die Geschwindigkeit der Schwingungen des Sta-

bes nicht sehr groſs gegen die der Scheibe, so sind die Scheitel der gezeichneten Schwingungen abgerundet, und man hat einige Schwierigkeit zu bestimmen, bei welchem Punkt eine neue Schwingung anfängt. Um den aus dieser Unsicherheit entspringenden Fehler zu verringern, habe ich die beiden Radien möglichst aus einander gebracht, so daſs der Fehler, den man begehen kann, sich auf 15 — 50 Schwingungen vertheilt; er kann dann nicht über 0,1 Stimmgabel-Schwingung auf eine Stab-Schwingung betragen.

Unter einem zusammengesetzten Mikroskop *a* Fig. 4 Taf. I, versehen mit zwei beweglichen Kreuzfäden, zählt man die Schwingungen leicht. Man legt die Glasscheibe auf ein Tischchen *b*, das um einen Zapfen drehbar ist, und auf einem Fuſs nach Belieben gehoben und gesenkt werden kann, um die Zeichnung in den Brennpunkt des Mikroskops zu bringen. Bei langsamem Drehen dieses Tischchens kann man die Schwingungen mit gröſster Sicherheit zählen.

Da die Zeichnung jeder Stimmgabel-Schwingung durch ihren Scheitel in zwei Theile getheilt, und jede Hälfte noch groſs genug ist, um die Fünftel schätzen zu können, so läſst sich die Zeit bis auf $\frac{1}{2560}$ Secunde bestimmen.

Ist nun a die gesammte Anzahl der Stimmgabel-Schwingungen, a' die der isochronen Stab-Schwingungen, und n die Zahl der Stab-Schwingungen in der Secunde, so hat man $n = 256\frac{a'}{a}$, woraus man leicht mittelst bekannter Formeln den Elasticitätscoëfficienten und die Schallgeschwindigkeit ableitet.

Wenn die Schwingungen etwas stark sind, kann man sie sogar sich auf Papier zeichnen lassen; zu dem Ende befestigt man ein Blatt Papier auf der Messingscheibe und darüber ein anderes, mit Reiſsblei überzogen, und man läſst gegen die Rückseite des letztern die zuvor abgestumpften Haken drücken.

Nach jedem Versuch muſs man der Stimmgabel Zeit zum Erkalten lassen, bevor man einen neuen anfängt.

Diese Methode hat den Vorzug auf alle Körper anwendbar zu seyn, auf tönende oder nicht, steife oder weiche. Ein Draht oder kleiner Streifen von 50 Millm. reicht dazu hin, während man bei den beiden andern Methoden einen Stab von 1 Meter Länge nöthig hat. Man wird überdieſs sehen, daſs sie genauer ist als die der Longitudinal-Schwingungen; sie giebt Unterschiede, die man nicht durch diese auffinden kann, z. B. den Unterschied zwischen Eisen und Stahl, angelassen oder nicht. Wahrscheinlich wird man mittelst ihrer auch die Elasticitätsunterschiede, die bei Krystallen in verschiedenen Richtungen stattfinden, numerisch bestimmen können.

Longitudinale Schwingungen.

V. — Die Zahl der Längsschwingungen wurde auf gewöhnliche Weise gefunden, mittelst der tiefsten Töne, die Stäbe geben, wenn man sie, gehalten in der Mitte, an einem Ende reibt. Drähte wurden an beiden Enden in starke Schraubstöcke eingeklemmt und in der Mitte gerieben.

Die diesem Ton entsprechende Schwingungsanzahl wurde unmittelbar gefunden, indem man denselben genau von einem Differential-Sonometer angeben lieſs, das nach der schon erwähnten Stimmgabel abgestimmt war. Um mich zu versichern, welchen Grad von Genauigkeit man solchergestalt erreichen könne, zählte ich die von zwei Stäben gezeichneten Längsschwingungen. Jeder war 2 Meter lang, aber der eine von Messing und der andere von Guſsstahl, um die so erhaltenen Zahlen mit den mittelst des Sonometers bestimmten vergleichen zu können. Man kann die auf der Drehscheibe gezeichneten Längsschwingungen nicht geradezu zählen, weil sie immer, mit welcher Vorsicht man sie auch errege, von Querschwingungen begleitet sind; man findet dann für eine selbe Zahl

von Stimmgabel-Schwingungen eine gröſsere Zahl von Längsschwingungen, wenn man sie an einer Stelle zählt, wo der Stab sich transversal, entgegengesetzt dem Sinn der Rotation der Scheibe, bewegt, und eine kleinere Zahl, wo er in gleichem Sinn vibrirt. Allein gerade diese Coëxistenz von longitudinalen und transversalen Schwingungen liefert ein Mittel diesem Uebelstande abzuhelfen, man braucht nur anfangs die Zahl der Querschwingungen in der Secunde zu bestimmen, und dann die Zahl der Längsschwingungen, die während einer Querschwingung vollführt werden (Fig. 5 Taf. I); ihr Product giebt die Zahl der Längsschwingungen pro Secunde. Die erste dieser Zahlen findet man wie gewöhnlich mittelst der Drehscheibe. Was die zweite betrifft, so läſst man beide Arten von Schwingungen sich auf einen kleinen Papierstreifen zeichnen, den man, unter 45° gegen die Axe des Stabes geneigt, mit der Hand hält und sehr sanft gegen den Haken des Stabes drückt. Ist dieſs geschehen, so zeichnen sich die Längsschwingungen überall deutlich ab, selbst auf den Scheiteln der Querschwingungen.

Sonach habe ich gefunden:

beim	Spec. Gew.	Radius der Stäbe	Anzahl d. Querschwing.	Anzahl d. Längsschwing. auf jede Querschwing.	Producte dieser 2 Zahlen	Anzahl d. Längsschwing. nach dem Sonometer
Guſsstahl . .	7,841	5,060	7,204	175,4	1263,6	1267,0
Messing . .	8,452	5,029	4,867	179,0	871,2	864,5

Es sey n die Anzahl der Querschwingungen eines Stabes von der Länge l und dem Radius ε; n' die Anzahl der Längsschwingungen eines an beiden Enden freien Stabes, von der Länge l', demselben Radius ε und derselben Substanz. Dann muſs

$$\frac{n\,l^2}{n'\,l'\,\varepsilon}=0,55958.$$

Wirklich findet man

beim Guſsstahl . . . 0,56184

- Messing . . . . 0,55974.

Freilich werden die Fehler etwas gröſser, wenn man mit Stäben von nur 1 Meter Länge operirt, weil es schwer hält sehr hohe Töne von anderm Klange auf dem Sonometer wieder zu geben, und weil bei diesen selben Tönen die Schwingungsanzahl nicht mehr genau der Länge der Saite umgekehrt proportional ist. Diesem Uebelstand hilft man ab, wenn man die Töne immer an ihren tiefen Octaven prüft.

Diese Methode ist im Allgemeinen weniger scharf, aber fördert viel rascher als die erstere.

Verlängerung.

VI. — Ich habe nur noch den Apparat zu beschreiben, dessen ich mich bedient, um den Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung zu finden und die Modificationen zu studiren, welche Drähte und Stäbe unter der Wirkung stufenweise bis zu ihrem Zerreiſsen verstärkter Belastungen erleiden.

Ein eichener Balken *A*, Fig. 6 Taf. I, von 13 Millm. im Quadrat und 1^{m},7 Meter Höhe ist durch Eingypsung wohl an einer Mauer befestigt; er trägt oben einen starken Riegel von Stahl, der hinten gleichfalls in die Mauer eingegypst ist und vorn in einer Art von Schraubstock endet, bestehend aus zwei Theilen, von denen jeder drei Rillen enthält. Zusammengefügt bilden diese Rillen drei Kanäle, welche etwas weniger als 3, 5 und 10 Millimeter im Durchmesser hatten, und Stäbe von diesen drei Durchmessern, mit denen ich operirte, vollständig umfassen. Diese beiden Theile schraubt man mittelst starker Schrauben *C* an einander. Die so gehaltenen Stäbe *T* können sehr bedeutende Gewichte tragen ohne zu gleiten.

Wenn diese Gewichte über 300 Kilogrm. hinausgehen, ist es gut den Stab oben ein wenig abzuplatten.

Um die Stäbe von verschiedenem Durchmesser unten einzuzwängen, muſste man drei besondere Schraubstöcke anwenden; diese Schraubstöcke werden mittelst derselben Schrauben angezogen, und man hängt daran mittelst eines Hakens *F* den Kasten *E* mit Gewichten. Dieser sehr starke Kasten trägt an der Hinterwand einen Stift, der sich ohne Reibung in der einen oder andern von drei eisernen, am Balken befestigten Nuthen *G* bewegt, je nachdem der Stab in dem einen oder andern Kanal festgezwängt ist. Die Mitten derselben haben gleiche Abstände wie die Axen der Kanäle, so daſs der Schwerpunkt des Kastens immer genau unterhalb des entsprechenden Kanals bleibt. Durch diese Vorrichtung ist jedes Schaukeln des Kastens verhütet. Der Gewichtskasten, von eisernen Reifen eingefaſst, hängt am Haken mittelst einer Kette *I*, die man, je nach der Länge des Stabes, verlängert oder verkürzt. Er hat starke Schrauben, die auf Eisenplättchen stehen. Dreht man diese Schrauben zurück, so wird der Kasten vom Stab getragen; dreht man sie vor, so hebt sich der Kasten und der Stab ist von allem Gewicht entlastet.

Das Gewicht des Kastens, das 34,5 Kilogrm. beträgt, ist immer bei den erwähnten Versuchen eingerechnet; kleinere Gewichte hängt man unmittelbar an den Haken.

Diese Einrichtung verstattet, die Stäbe sowohl ohne den mindesten Stoſs mit groſsen Gewichten zu belasten, als auch mit Leichtigkeit wieder zu entlasten; sie verhindert auch, daſs die Last während der Verlängerung des Stabes eine merkliche Beschleunigung erlange, denn, so wie dieses geschieht, stoſsen die Schrauben auf ihre Plättchen. Durch Vermeidung dieser doppelten Fehlerquelle sind die Verlängerungsmaxima und die Zerreiſsungswiderstände bei meinen Versuchen etwas gröſser geworden, als sie bei den gewöhnlichen sind.

Drähte werden oben an einen Haken gehängt und un-

unten mit einer Waagschale zur Aufnahme der Gewichte versehen.

Der nämliche Apparat dient zum Beobachten in höherer Temperatur; nur ist dann der Stab auf drei Seiten von einer doppelten Hülle umgeben, die als Ofen und Sandbad dient. Ich versuchte mehrmals flüssige Bäder anzuwenden, in welche die Stäbe unmittelbar eintauchten; allein ich konnte keinen Kitt finden, der in höherer Temperatur am Glase dicht gehalten hätte, was nöthig war, um die Vorderwand zu schlieſsen. Ich begnügte mich demnach mit der folgenden Vorrichtung, die, was Gleichförmigkeit der Temperatur betrifft, bequemer, wiewohl weniger genau ist.

Der Apparat Fig. 7, 8 und 9 Taf. I besteht aus drei vereinten Hüllen; die beiden innern sind von Kupfer, die äuſsere von Weiſsblech. Der Sand *A* ist zwischen den beiden kupfernen Hüllen enthalten, die auf drei Seiten den kleinen von dem Stabe eingenommenen Raum umgeben; die Vorderseite bleibt offen, damit man die Verlängerung messen könne. Die dritte Hülle endlich bildet mit der zweiten auf den drei verschlossenen Seiten einen Ofen *B* von 7 Centm. Breite. Diesen Raum verschlieſst unten eine starke Eisenplatte; bei 1 Decimeter oberhalb dieses Bodens ist ein Rost *C*, mittelst dessen und kleiner Thüren *D* in den Seitenwänden der Ofen einen hinreichenden Luftzug hat. Der Raum zwischen Rost und Boden dient als Aschenherd. Zwei Thermometer *E* mit cylindrischen Behältern sind mitten im Apparat in verschiedenen Höhen angebracht.

Der oben im Schraubstock befestigte Stab *T* geht unten durch ein Loch im Boden und wird auf gewöhnliche Weise belastet. Der Ofen hängt am Stahlarm mittelst der Ketten *F*; ein Schornstein *G*, oben auf dem Balken befestigt, dient zur Fortführung des Rauchs. Der ganze Apparat ist 80 Cent. hoch; man regelt das Feuer mittelst eines Deckels *H*, durch den man von oben den

mit Kohlen gefüllten Raum schlieſsen kann, und mittelst zweier Thüren *D*. Wann die beiden Thermometer beinahe die Temperatur anzeigen, bei der man arbeiten will (100 — 200° bei meinen Versuchen), so verschlieſst man die Züge; das Sandbad behält die Temperatur länger als eine Stunde, und, wann die Temperatur zu sinken beginnt, braucht man sie nur zu öffnen, um das Feuer wieder anzuschüren. Deſsungeachtet läſst sich nicht, was zu meinen Versuchen erforderlich ist, die Temperatur Stunden lang vollkommen unverändert halten, noch verhüten, daſs dieselbe oben etwas höher als unten sey. Die Ergebnisse dieser Versuche sind demnach nicht strenge richtig.

Endlich habe ich den Einfluſs niedriger Temperaturen auf die Elasticität studirt. Dieser Einfluſs war nicht bekannt. Aus gemeiner Erfahrung schien nur hervorzugehen, daſs das Eisen durch Wirkung der Kälte spröder werde. Man hat in nördlichen Ländern bemerkt, daſs die Wagenaxen im Winter häufiger brechen als im Sommer; die Seeleute behaupten, daſs die Ankerketten leichter reiſsen, wenn sie einige Zeit im Eise gelegen haben u. s. w., allein es fehlen uns noch genaue Beobachtungen; es sind übrigens nicht die Modificationen der Cohäsion, welche zu kennen uns vor allem Noth thut, sondern die des Elasticitätscoëfficienten.

Ich habe Versuche im Winter gemacht, mittelst des Apparats Fig. 10 Taf. I. Ein Glascylinder *A* von 73 Cent. Höhe und 8 Cent. Durchmesser ist an einer Seite eingekittet in eine Fuge in einem Brett *B*; letzteres ruht auf einem starken eisernen Gestell *C*, welches an den Balken geschraubt ist. Somit befindet sich der Glascylinder senkrecht zwischen dem oberen Schraubstock und dem Gewichtskasten. Seiner ganzen Länge nach geht eine enge, oben und unten offene Hülse *D* von Weiſsblech hindurch und auch durch das Brett; der dem Versuch unterworfene Draht hängt in dieser Hülse, während der Raum zwischen dieser und dem Cylinder mit Eis gefüllt ist.

Zu diesem Behufe bediente ich mich eines Gemenges von zwei Theilen Eis und einem Theile Schwefelsäure, verdünnt zuvor mit der Hälfte Wasser. Die Säure ward erstlich für sich bis — 3° oder — 4° erkältet, und dann in dem Cylinder mit dem gröblich zerstoſsenen Eise gemengt; man erhielt hiedurch Temperaturen von — 15° bis — 20°, welche eine Stunde lang fast constant blieben. Uebrigens traf man die Sorgfalt, das Gemenge häufig umzurühren und allemal Eis und Säure hinzuzuthun, sobald die Temperatur zu steigen begann. Mitten im Gemenge war ein Thermometer *F* angebracht; man beobachtete es durch das Glas hin, indem man die Eiskruste, die bald den Cylinder bekleidete, von Zeit zu Zeit abnahm.

Bei dieser Einrichtung nimmt der in der Hülse befindliche Theil des Drahts nahezu die Temperatur des Gemenges an; man wird übrigens sehen, daſs sich der Elasticitätscoëfficient nur langsam mit der Temperatur verändert. Die Resultate würden also dieselben bleiben, selbst wenn zwischen der Temperatur des Gemenges und der des Drahts ein kleiner Unterschied vorhanden wäre.

Uebrigens ist die Handhabungsweise dieselbe bei den verschiedenen Temperaturen. Man zieht zunächst auf vorher gerade gemachten Stab zwei zarte Striche, etwa 80 Centm. auseinander. Die Geradmachung ist niemals vollkommen; immer beobachtet man bei den ersten Belastungen kleine bleibende Verlängerungen, die aus der dann erfolgenden Geradwerdung entstehen. Man belastet also die Drähte mit einem zur Geradmachung nöthigen Gewicht, und diese Last bildet den Ausgangspunkt für die übrigen Vergleiche. Ist sonach die ursprüngliche Länge bestimmt, so fügt man relativ kleine Belastungen hinzu; wenn nach 5 bis 10 Minuten das Gleichgewicht eingetreten ist miſst man den Abstand der beiden Merkpunkte abermals; hierauf hebt man die Last mittelst der Schraube und miſst wiederum die bleibende Länge. So fährt man

fort, bis der Stab merkliche bleibende Verlängerungen erfährt; dann aber werden die Messungen schwieriger, denn die elastischen Körper scheinen nicht mehr ein wahrhaft stabiles Gleichgewicht zu erreichen, und die letzten Längen, welche die Stäbe unter der Wirkung dieser Belastungen erreichen können, lassen sich nicht mehr bestimmen; selbst nach einer achttägigen steten Wirkung des Gewichts hatte ein Kadmiumdraht noch nicht aufgehört sich zu verlängern. Dennoch, wenn man das Gewicht zu irgend einem Zeitpunkt fortnimmt, verkürzt sich der Stab nur um einer seiner jedesmaligen Länge entsprechende Gröſse, d. h. man findet denselben Elasticitätscoëfficienten, welchen man gefunden hatte, bevor der Stab merkliche bleibende Verlängerungen erlitt; dieſs geht aus allen weiterhin folgenden Versuchen hervor. Man kann also eine neue Messung vornehmen, sobald die Verlängerung so langsam geworden ist, daſs die Länge sich während der zur Messung nöthigen Zeit nicht mehr merklich ändert [1]). Man entfernt alsdann das Gewicht und bestimmt die bleibende Länge wie zuvor. Ich habe sie so bis zum Abreiſsen verfolgt.

Das Gewicht, welches in Bezug auf das Quadratmillimeter die Zerreiſsung bewirkt, wurde auf zweierlei Art bestimmt, zuvörderst indem man den Stab sich unter der Wirkung des Gewichts langsam ausziehen lieſs, und dann indem man die Last rasch bis zur Zerreiſsung vergröſserte.

Alle Messungen geschahen mittelst eines Kathetometers mit mikroskopischem Fernrohr, das Hundertel eines Millimeters angab. Es stand senkrecht auf einem würfelförmigen Stein von 30 Centm. Seite und war durch einen hölzernen Schirm gegen den Einfluſs der Wärme geschützt.

Nach dem Zerreiſsen wurde die Dichtigkeit des ei-

1) Stäbe von Zinn, Kadmium und ausgezogenem Zink erreichen kein merkliches Gleichgewicht mehr, wenn sie ihre Elasticitätsgränze überschritten haben; deſshalb konnte der Elasticitätscoëfficient dieser Metalle nicht durch Verlängerung bestimmt werden.

nen Stückes abermals genommen und dessen Elasticität mittelst transversaler Schwingungen bestimmt.

Die Durchmesser der Stäbe und Drähte ermittelte ich nach der Methode der Wägungen. Die specifischen Gewichte der Drähte wurden in Stöpselflaschen bestimmt, die der Drähte mittelst der hydrostatischen Waage.

VII. — Um die drei Methoden zur Bestimmung des Elasticitätscoëfficienten mit einander zu vergleichen, unterwarf ich die beiden Stäbe, deren Längs- und Querschwingungenmenge schon erwähnt wurden, der Verlängerung. Jede der folgenden Zahlen ist das Mittel aus zwei Messungen.

	Belastung auf das Quadratmillimeter, Kilogramme				
	0	3	4	5	6
Guſsstahl	830,445	830,560	830,620	830,645	830,720
Messing	798,295	798,565	798,630	798,715	798,790

Durch die drei Methoden ergaben sich also die Coëfficienten folgendermaſsen: [1])

	durch Längsschwingungen gezählt	durch Längsschwingungen berechnet	durch Querschwingungen	durch Verlängerung
Guſsstahl	20421	20532	20698	19881
Messing	10464	10303	10348	9395

und für die Schallgeschwindigkeit die Zahlen:

	durch Längsschwingungen gezählt	durch Längsschwingungen berechnet	durch Querschwingungen	durch Verlängerung
Guſsstahl	15,213	15,254	15,315	15,047
Messing	10,489	10,408	10,430	9,938

Man sieht also, daſs bei homogenen Metallen die Resultate aus den Längs- und Querschwingungen voll-

1) Der Elasticitätscoëfficient ist das Gewicht in Kilogrammen, welches die Länge eines Stabs von 1 Quadrat-Millimeter Querschnitt verdoppeln würde, wenn eine solche Verlängerung physisch möglich wäre.

kommen übereinstimmen, während die Verlängerung sowohl für den Elasticitätscoëfficienten wie für die Schallgeschwindigkeit kleinere Zahlen giebt. Ich werde auf diesen letzteren Punkt zurückkommen.

Bei nicht-homogenen Metallen findet keine solche Uebereinstimmung statt. Dieſs erhellt aus den Resultaten der Versuche mit Wismuth und Antimon.

	Elasticitätscoëfficient aus		Schallgeschwindigkeit aus	
	Längs- schwingungen	Quer- schwingungen	Längs- schwingungen	Quer- schwingungen
Wismuth	3290	2473	5,455	4,731
Antimon	4817	3144	8,028	6,486

Man kann sich also des Verhältnisses zwischen den Längs- und Querschwingungen bedienen, um die Homogenität einer Substanz zu beurtheilen.

VIII. — Ich schreite nun zur Auseinandersetzung der mit den einzelnen Metallen angestellten Versuche. Alle Dimensionen sind in Millimetern, alle Gewichte in Kilogrammen ausgedrückt; die Buchstaben haben folgende Bedeutung:

d, Dichte; *d'*, Dichte nach dem Zerreiſsen;

ε, Radius des Stabes oder Drahtes;

l, Länge des Stabes oder Drahtes, der an einem Ende eingezwängt ist und transversal schwingt;

N, Anzahl der Schwingungen der Stimmgabel, während der eingezwängte Stab oder Draht von der Länge *l* eine Schwingung macht;

n, Anzahl der transversalen Doppelschwingungen, welche der Stab oder Draht von der Länge *l* und dem Halbmesser *ε* in der Secunde macht;

l', Länge des freien Stabes oder des an beiden Enden eingezwängten Drahts;

s, Abstand, in welchen man den Steg bringen muſs, damit die transversal schwingende Saite des Sonometers

denselben Ton gebe, wie der longitudinal schwingende Stab oder Draht;

n' Anzahl der longitudinalen Doppelschwingungen, die der freie Stab oder der an beiden Enden befestigte Draht bei der Länge l' in der Secunde macht;

p, Gewicht des Stabes oder Drahtes von der Länge l;

p', Gewicht des Stabes oder Drahtes von der Länge l';

P, Belastung auf das Quadratmillimeter;

P_l, Belastung entsprechend der Elasticitätsgränze. Als solche haben wir diejenige Belastung genommen, die eine proportionale bleibende Verlängerung von 0,00005 bewirkt;

L, Abstand der Merkpunkte, wenn der Stab unbelastet, oder der Draht nur mit dem zu seiner Geradmachung erforderlichen Gewicht belastet ist;

L', Abstand der Merkpunkte unter Wirkung der Last P;

a, elastische Verlängerung auf das Meter, ausgedrückt in Millimeter;

a' bleibende Verlängerung auf das Meter in Millimeter;

A, bleibende Verlängerung, Maximum auf das Meter in Millimeter;

t, Belastung auf das Quadratmillimeter, die Zerreiſsen bewirkt;

q, Elasticitätscoëfficient;

v, Schallgeschwindigkeit in der zu untersuchenden Substanz, die in der Luft zur Einheit genommen. Letztere haben wir nach den Versuchen von G. Moll $=332^m,244$ genommen.

Aus der elastischen Verlängerung, den Längs- und Querschwingungen ergeben sich sogleich die Schallgeschwindigkeiten, bezogen auf die in der Luft, und die Elasticitätscoëfficienten, in Kilogrammen pro Quadratmillimeter Querschnitt, mittelst folgender Formeln:

$$\log q = \log p + 3 \log l - 4 \log \varepsilon - 3{,}38243,$$

$$\log v = \log l' + \log n' - 5{,}22043,$$
$$\log q = 2 \log v + \log d + 1{,}05130,$$
$$q = \frac{P}{a}.$$

Das Verhältniſs zwischen den Aenderungen in dem Durchmesser und den elastischen Verlängerungen der Drähte ist von Poisson aufgefunden und von Herrn Cagniard-Latour bestätigt; allein die daraus entspringende Berichtigung fällt in die Fehlergränzen. Hatte dagegen der Stab eine bleibende Verlängerung erlitten, so wurde sein nunmehriger Querschnitt aus dieser Verlängerung berechnet, um in Bezug auf die Flächeneinheit die Last zu finden, die diese Verlängerung oder die Zerreiſsung bewirkt hatte. Bezeichnet man mit L^0 die ursprüngliche Länge des Stabes, so hat man:

$$a' = 100\frac{L - L^0}{L^0}; \quad a = 1000\frac{L' - L}{L}.$$

Die Elasticitätscoëfficienten wurden nicht aus den ersten Belastungen hergeleitet, weil die entsprechenden Verlängerungen zu klein sind, um genaue Resultate zu geben.

Die Dichtigkeiten bei -15^0 und $+100^0$ wurden hergeleitet aus den Ausdehnungscoëfficienten von Lavoisier und Laplace. Zur Auffindung der Dichtigkeiten bei 200^0 bediente ich mich des Mittels zwischen dem Ausdehnungscoëfficient von 0^0 bis 100^0 und dem von 0^0 bis 300^0, wie sie von Dulong und Petit gegeben sind. Da dieselben mit Silber und Gold nicht experimentirten, so setzte ich für diese Metalle den Ausdehnungscoëfficienten bis 200^0 als constant voraus.

I. *Versuche bei Temperaturen von* 15° *bis* 20° *C.*

Blei.

Dieſs Blei war reducirt aus seinem Oxyd, das durch Glühen von reinem Nitrat erhalten worden.

1) Gegossenes Blei.

$d = 11{,}215$	$\varepsilon = 5{,}105$		q	v
$l = 338$	$N = 15{,}54$	$n = 16{,}474$ woraus	1985,2	3,966
$l' = 686$	$s = 133$	$n' = 962{,}3$	1993,4	3,974

P	L'	L	a	a'	q
0,00		539,52			
0,05	539,58	539,58		0,111	
0,25	539,84	539,76	0,14	0,445	1786
0,40	539,93	539,78	0,28	0,482	
0,50	540,23	540,08	0,28	1,038	1786
0,60	540,33	540,15	0,33	1,167	1818
0,70	541,28	541,05	0,42	2,836	1667
1,00	561,50	561,19	0,55	40,176	1818

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung = 1775
Schallgeschwindigkeit = 3,561

$P_{\prime} < 0{,}05$; $A = 0{,}040$; $t = 1{,}25$ bis 2,21.

2) Blei gehämmert und ausgezogen.

$d = 11{,}169$	$\varepsilon = 2{,}239$		q	v
$l = 200$	$N = 13{,}068$	$n = 19{,}590$ woraus	1781,2	3,764
$l' = 1000$	$s = 181$	$n' = 707{,}2$	2278,0	4,257

P	L'	L	a	a'	q
0,00		885,48			
0,01	885,49	885,48			
0,02	885,59	885,50	0,10	0,022	
0,04	885,69	885,56	0,15	0,090	
0,45	885,78	885,62	0,18	0,158	
0,50	886,01	885,76	0,28	0,316	1786
0,60	886,28	886,01	0,30	0,598	2000
0,70	886,35	886,01	0,38	0,598	1842
0,80	893,83	893,38	0,48	8,920	1667
1,00	904,94	904,46	0,33	21,435	1886
1,32	937,80	937,02	0,83	59,335	1590
1,65	971,81	970,95	0,89	88,844	1854

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung = 1803
Schallgeschwindigkeit = 3,787

$P_{\prime} < 0{,}25$; $A = 0{,}243$; $t = 2{,}07$ bis 2,36; $d' = 11{,}170$.

3) **Blei gehämmert, ausgezogen und angelassen bei 100°.**

$d=11,232$ $\varepsilon=$ 2,263 q v
$l=200$ $N=12,808$ $n=$ 19,988 woraus 1854,2 3,841
$l'=1000$ $s=187$ $n'=684,5$ 2146,0 4,120

p	L'	L	a	a'	q
0,00		852,00			
0,10	852,07	852,03	0,047	0,035	2128
0,15	852,09	852,02	0,082	0,023	1829
0,20	852,13	852,03	0,117	0,035	1709
0,25	852,16	852,05	0,129	0,058	1938
0,30	852,24	852,07	0,199	0,082	1500
0,35	852,26	852,08	0,211	0,094	1659
0,40	852,30	852,10	0,234	0,117	1709
0,45	852,36	852,14	0,258	0,164	1744
0,50	852,37	852,15	0,258	0,176	1938
0,60	852,50	852,21	0,340	0,246	1765
0,70	852,73	852,37	0,422	0,434	1659
0,91	865,52	865,03	0,566	15,293	1608
1,03	879,10	878,48	0,707	31,080	1457
1,39	921,00	920,13	0,945	79,965	1471
1,72	981,90	981,02	0,956	151,432	1799

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung =1727,5
Schallgeschwindigkeit = 3,697
$P_l=0,25$; $A=0,614$; $t=1,80$ bis 2,04.

4) **Dasselbe, nach dem Abreiſsen.**

$d'=11,308$ $\varepsilon=$ 1,816
$l=250$ $N=25,283$ $n=10,125$ $q=1788,6$ $v=3,749$.

Zinn.

Dasselbe war aus reinem Oxyd reducirt; es hatte ein solches Streben zur innern Krystallisation, daſs ich es für diese Versuche nicht zu einer hinreichend langen Stange ausgieſsen konnte, ohne daſs es nicht zerbrach. Zu einem Klumpen ausgegossen, hatte es das spec. Gewicht =7,285.

1) **Reines Zinn, gehämmert und ausgezogen.**

				q	v
$d=7{,}313$	$\varepsilon=$ 1,929				
$l=300$	$N=18{,}818$	$n=13{,}606$	woraus	3839,7	6,829
$l'=1000$	$s=103$	$n'=1242{,}5$		4606,0	7,480

P	L'	L	$a+a'$
0,00		946,60	
0,20	946,64		0,042
0,30	946,66		0,063
0,40	946,69		0,095
0,50	947,00	946,84	0,422
1,01	950,54	950,21	1,161
1,53	963,13	962,68	17,455

$P_{\prime}=0{,}4$ bis 0,5; $A=0{,}430$; $d'=7{,}263$; $t=2{,}45$ bis 2,94 u. 300.

2) **Reines Zinn, gehämmert und angelassen bei 100°.**

				q	v
$d=7{,}290$	$\varepsilon=$ 1,931				
$l=300$	$N=19{,}089$	$n=13{,}401$	woraus	3703,4	6,719
$l'=1000$	$s=105$	$n'=1219$		4418,0	7,338

P	L'	L	$a+a'$
0,00		888,96	
0,05	889,02	889,01	0,067
0,10	889,09	889,06	0,145
0,20	889,16	889,12	0,225
0,30	889,29	889,19	0,370
0,40	889,45	889,32	0,515
0,50	898,08	897,86	10,256
0,60	900,48	900,22	12,956
0,90	905,38	905,05	18,464
1,00	910,06	909,70	23,726

$P_{\prime}=0{,}2$; $A=0{,}230$; $t=1{,}70$ bis 3,62 und 3,57.

3) **Dasselbe, abgerissen.**

$d'=7{,}293$ $\varepsilon=$ 1,596
$l=245$ $N=14{,}994$ $n=17{,}073$ $q=3918$ $v=6{,}909$.

Käufliches Zinn.

1) Gegossen.

$d=7,404$	$\varepsilon=2,541$			q	v
$l=390$	$N=23,350$	$n=10,963$	woraus	4172,4	7,076
$l'=477$	$s=90,5$	$n'=1414$		8643,0	7,465

2) Ausgezogen.

$d=7,342$	$\varepsilon=2,037$			q	v
$l=390$	$N=29,020$	$n=8,821$	woraus	4148,6	7,086
$l'=1000$	$s=104$	$n'=1231$		4564,0	7,401

Reines Kadmium.

Zum Klumpen geschmolzen, $d=8,6047$.

1) Gehämmert und ausgezogen.

$d=8,665$	$\varepsilon=0,716$			q	v
$l=200$	$N=20,636$	$n=12,405$	woraus	5424,0	7,456
$l'=1000$	$s=97,5$	$n'=1312,8$		6090,3	7,903

P	L'	L	$a+a'$
0,00		794,93	
0,10	794,96		0,037
0,15	795,03	793,97	0,125
0,20	795,06	793,98	0,163
0,25	795,20	795,11	0,342
0,50	795,41	795,25	0,615
0,75	795,70	795,48	0,968
1,00	796,06	795,82	1,421
1,25	796,96	796,58	2,553
1,51	797,96	797,48	3,912
1,76	800,48	799,88	6,977
2,34	808,27	807,27	16,760

$P_{\prime}=0,12$; $A=0,446$; $d'=8,553$; $t=2,24$.

2) Reines Kadmium, gehämmert, ausgezogen und angelassen bei 100°.

$d=8,520$	$\varepsilon=0,385$			q	v
$l=100$	$N=9,590$	$n=26,694$	woraus	5313,0	7,444
$l'=656$	$s=76$	$n'=1684$		4241,0	6,651

P	L'	L	a + a'
0,0		436,19	
0,2	436,57	436,57	0,869
0,4	436,77	436,72	1,327
0,6	436,80		1,396
0,8	437,18	437,06	2,265
1,0	437,56	437,40	3,135
1,2	437,85	437,71	3,853
1,5	468,57	438,28	5,446

$P_l < 02$; $A = 0{,}041$; $t = 4{,}81$.

3) Daſselbe, nach dem Abreiſsen.

$d' = 8{,}541 \quad \varepsilon = 0{,}386$

$l = 100 \quad N = 8{,}941 \quad n = 28{,}632 \quad q = 4084 \quad v = 6{,}518.$

Gold.

Gefällt aus seiner Lösung mittelst schwefelsauren Eisenoxyduls. Geschmolzen zum Klumpen hatte es die Dichte 19,407.

1) Gehämmert und ausgezogen.

$d = 18{,}514 \quad \varepsilon = \quad 0{,}1998$ $\qquad q \quad v$

$l = 100 \quad N = \quad 21{,}340 \quad n = 11{,}996$ woraus $8644{,}6 \quad 6{,}441$

$l' = 938 \quad s = 112{,}5 \quad n' = 1347 \qquad 8599{,}0 \quad 6{,}424$

P	L'	L	a	a'	q
3		803,30			
4	803,39	803,30	0,111		90090
5	803,57	803,30	0,335		59703
6	803,65	803,30	0,434		69123
7	803,73	803,29	0,536		74630
8	803,84	803,29	0,682		73315
9	803,97	803,29	0,843		71173
10	803,99	803,30	0,856		81773
11	804,02	803,30	0,893		90000
12	804,27	803,30	1,128		79787
13	804,28	803,30	1,215		82304
14	804,36	803,38		0,099	90534
15	804,48	803,37	1,376	0,087	87208
16	804,60		1,525		85246
17	804,77		1,736		80646
18	804,85		1,835		81743

p	L'	L	a	a'	q
19	804,95	803,39	1,934	0,111	82730
20	805,13	803,48	2,046	0,223	83088
21	805,27	803,51	2,182	0,250	82494
22	805,38	803,52	2,306	0,274	82394
23	805,59	803,68	2,376	0,474	84174
24	805,81	803,82	2,476	0,649	84184
25	805,87		2,550		86274
26	805,99	805,88	2,625	0,724	87620

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung =81315
Schallgeschwindigkeit = 6,247

$P_t = 13$ bis 14; $A = 0{,}0008$; $d' = 18{,}858$; $t = 26{,}6$ bis 27 u. 28,4.

2) Reines Gold, gehämmert, ausgezogen und angelassen.

$d = 18{,}035$ $\varepsilon = 0{,}211$ — q — v

$l = 100$ $N = 24{,}164$ $n = 10{,}594$ woraus 5989,0 5,432

$l' = 938$ $s = 129$ $n' = 992{,}2$ — 6372,9 5,603

p	L'	L	a	a'	q
1		702,94			
2	703,10	702,95			
3	703,22	702,98	0,341	0,056	7030
4	703,39	703,06	0,469	0,170	6391
5	705,60	703,04	0,796	0,142	5021
6	703,76	703,12	0,910	0,256	5492
7	704,24	703,45	1,124	0,725	5340
8	705,86	704,93	1,323	2,831	5291
9	709,09	707,95	1,609	7,127	4972
10,5	738,08	736,72	1,848	48,056	5140

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung =55846
Schallgeschwindigkeit =5,245

$P_t = 3$; $A = 0{,}049$; $t = 10{,}8$ bis 11,0 u. 11,1.

3) Dasselbe nach dem Abreiſsen.

$d' = 19{,}077$ $\varepsilon = 0{,}2073$

$l = 100$ $N = 25{,}488$ $n = 10{,}044$ $q = 5833$ $v = 5{,}212$.

Reines Silber.

Geschmolzen zum Klumpen hatte es die Dichte 10,366.

1) Gehämmert und ausgezogen.

$d = 10{,}369$	$\varepsilon = 0{,}886$		q	v
$l = 400$	$N = 60{,}98$	$n = 4{,}198$ woraus	7820,4	8,186
$l' = 800$	$s = 76{,}5$	$n' = 1673{,}2$	7576,0	8,057

P	L'	L	a	a'	q	P	L'	L	a	a'	q
0,5		661,86				14,5	663,21	661,91	1,963	0,075	7383
1,0	661,91	661,86	0,075			15,0	663,28	661,91	2,068	0,075	7247
1,5	662,00	661,86	0,211			15,5	663,35	661,99	2,054	0,196	7544
2,0	662,06	661,86	0,302			16,0	663,41	661,99	2,144	0,196	7459
2,5	662,10	661,86	0,362		6017	16,5	663,44	661,99	2,189	0,196	7533
3,0	662,12	661,86	0,392		6894	17,0	663,45	661,99	2,205	0,196	7708
3,5	662,16	661,86	0,453		6847	17,5	663,51	661,99	2,295	0,196	7621
4,0	662,18	661,86	0,483		7473	18,0	663,57	661,99	2,386	0,196	7541
4,5	662,24	661,86	0,574		7354	18,5	663,60	662,08	2,295	0,332	8058
5,0	662,28	661,88	0,634	0,030	7446	19,0	663,65	662,08	2,371	0,332	8012
5,5	662,34	661,88	0,725	0,030	7194	19,5	663,73	662,07	2,506	0,317	7777
6,0	662,37	661,88	0,770	0,030	7429	20,0	663,84	662,07	2,673	0,317	7481
6,5	662,41	661,86	0,830	0,000	7226	20,5	663,86	662,07	2,703	0,317	7582
7,0	662,48	661,86	0,936	0,000	6939	21,0	663,86	662,07	2,703	0,317	7767
7,5	662,50	661,88	0,936	0,030	7472	21,5	663,87	662,14	2,720	0,423	8229
8,0	662,52	661,88	0,966	0,030	7756	22,0	664,08	662,14	2,929	0,423	7917
8,5	662,62	661,88	1,147	0,030	7154	22,5	664,27	662,15	3,201	0,438	7027
9,0	662,71	661,88	1,253	0,030	7177	23,0	664,28	662,15	3,216	0,438	7150
9,5	662,79	661,88	1,374	0,030	6909	23,5	664,32	662,20	3,277	0,513	7340
10,0	662,84	661,88	1,449	0,030	6894	24,0	664,59	662,20	3,609	0,513	6649
10,5	662,84	661,88	1,449	0,030	7239	24,5	664,66	662,43	3,367	0,861	7278
11,0	662,87	661,88	1,495	0,030	7354	25,0	664,69	662,43	3,413	0,861	7327
11,5	662,88	661,91	1,465	0,075	7846	25,5	664,85	662,50	3,548	0,966	7188
12,0	662,94	661,91	1,555	0,075	7711	26,0	664,82	662,50	3,503	0,966	7424
12,5	662,98	661,91	1,616	0,075	7732	26,5	664,95	662,56	3,609	1,057	7226
13,0	663,13	661,91	1,842	0,075	7052	27,0	665,08	662,56	3,805	1,057	7098
13,5	663,19	661,93	1,902	0,106	7091	27,5	665,19	662,63	3,865	1,163	7118
14,0	663,19	661,91	1,933	0,075	7354						

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung $= 7357{,}7$

Schallgeschwindigkeit $= 7{,}940$

$P_l = 11$; $A = 0{,}0045$; $t = 29$ bis $29{,}6$.

2) Dasselbe, gerissen.

$d' = 10{,}320$ $\varepsilon = 0{,}4233$
$l = 150$ $N = 18{,}040$ $n = 14{,}191$ $q = 7648$ $v = 8{,}115$.

3) Reines Silber, gehämmert, ausgezogen und angelassen.

				q	v
$d = 10{,}304$	$\varepsilon = 0{,}8894$				
$l = 250$	$N = 24{,}01$	$n = 10{,}662$	woraus	7533,0	8,060
$l' = 1000$	$s = 97{,}5$	$n' = 1313$		7242,0	7,903

P	L'	L	a	a'	q
0,5		966,65			
1,5	966,83	966,67	0,165	0,020	6060
2,5	966,96	966,68	0,289	0,030	6920
3,0	967,10	966,75	0,362	0,103	6908
4,0	967,22	966,75	0,486	0,103	7202
5,0	967,34	966,78	0,579	0,238	7771
6,0	967,86	967,09	0,796	0,455	6908
7,0	970,94	970,12	0,844	3,590	7696
8,0	971,76	970,72	1,071	4,210	7009
8,5	975,96	974,76	1,231	8,390	6497
9,2	990,87	989,61	1,273	23,752	6910
10,4	1005,30	1003,91	1,384	38,545	7138
11,8	1034,92	1033,48	1,394	87,036	8059
13,2	1075,58	1073,82	1,639	110,687	7748

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung $= 7145{,}5$
Schallgeschwindigkeit $= 7{,}847$

$d' = 10{,}193$; $P_I = 2{,}5$ bis 3; $A = 0{,}168$; $t = 16{,}2$ bis $16{,}5$ u. $16{,}3$.

Destillirtes Zink.

Gegossen in eine gufseiserne Form.

				q	v
$d = 7{,}146$	$\varepsilon = 5{,}048$				
$l = 413$	$N = 8{,}644$	$n = 29{,}616$	woraus	9423,0	10,823
$l' = 839$	$s = 60$	$n' = 2133{,}3$		9338,0	10,774

P	L'	L	a	a'	q
0,00		317,08			
0,75	317,11	317,08	0,094		7978
1,00	317,12	317,08	0,126		7937
1,75	317,18	317,12	0,189	0,126	9259
2,5	317,26	317,17	0,284	0,284	8803
3,0	317,31	317,21	0,315	0,410	9524
3,5	317,44	317,30	0,442	0,694	7918
4,0	317,54	317,42	6,379	1,073	10554

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung $= 9021$
Schallgeschwindigkeit $= 10{,}591$

$P_I = 2{,}2$; $A = 0{,}0015$; $t = 4{,}5$ bis $5{,}9$.

Pal-

Ungeachtet mehrfacher Versuche von zwei geschickten Drahtziehern war es weder durch Hämmern noch durch Walzen möglich das Zink so homogen zu machen, daſs es zu Draht gezogen werden konnte. Ich muſste also die folgenden Versuche mit gewöhnlichem Zinkblech machen.

Käufliches Zink.

Zum Klumpen geschmolzen hat es die Dichte 6,938. Die Analyse gab auf 100 Metall: Eisen 0,056, Blei 0,990.

1) Ausgezogen.

				q	v
$d=7{,}008$	$\varepsilon=1{,}4265$				
$l=300$	$N=16{,}455$	$n=15{,}558$	woraus	8793,6	10,560
$l'=1000$	$s=70$	$n'=1828{,}5$		9555,0	11,007

P	L'	L	a	a'	q
0,0		861,73			
0,2	861,75		0,0226		8849
0,3	861,76		0,0348		8620

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung $=8734$
Schallgeschwindigkeit $=10{,}523$

P	L'	L	$a+a'$
0,00		780,58	
0,50	780,68	780,60	0,128
0,75	780,73	780,63	0,192
1,00	780,91	780,74	0,422
1,25	782,16	781,98	2,023
1,50	782,37	782,13	2,292
2,00	782,49	782,27	2,446
2,50	783,06		3,303
3,10	789,79	789,17	11,793
3,50	791,03	790,37	13,508
4,00	793,53	792,58	16,581
4,80	830,00	829,19	63,277
5,30	833,30	832,21	67,505
5,90	839,39	838,44	75,301
6,50	853,35	852,16	93,175
7,30	881,77	880,26	129,568
8,00	895,48	893,80	147,120
9,20	964,57	962,49	235,600

$P_{\prime}=0{,}75$; $A=0{,}505$; $t=12{,}8$ bis $15{,}77$.

2) Dasselbe, nach dem Reiſsen.

$d' = 6,997$ $\varepsilon = 1,363$
$l = 300$ $N = 18,302$ $n = 13,987$ $q = 9324$ $v = 10,882$.

3) Zink ausgezogen und angelassen bei 200°.

				q	v
$d = 7,060$	$\varepsilon = 1,363$				
$l = 400$	$N = 29,330$	$n = 8,728$	woraus	9641,0	11,016
$l' = 800$	$s = 57$	$n' = 2246$		9292,0	10,814

P	L'	L	a+a'
0		661,32	
1	661,46	661,36	0,211
2	661,69	661,49	0,559
3	662,44	662,05	1,693
4	663,09	662,54	2,676
5	664,97	664,08	5,519
6	670,36	669,27	13,670
7	699,98	698,75	58,459

$P_{l} = 1$; $A = 0,270$; $t = 14,4$.

Palladium.

1) Gehämmert und ausgezogen.

$d = 11,359$ $\varepsilon = 0,245$
$l = 123$ $N = 16,543$ $n = 15,475$ $q = 12395$ $v = 10,066$

P	L'	L	a	a'	q
8,236	794,66	794,51	0,189		13485
10,778	794,88	794,51	0,466		10926
13,320	795,03	794,51	0,654		11658
15,862	795,19	794,53	0,831	0,025	12245
18,404	795,46	794,56	1,133	0,063	11225
20,942	795,71	794,61	1,384	0,126	11018

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung = 11759
Schallgeschwindigkeit = 9,804

$P_{l} = 18$; $A = 0,0002$; $t = 27,2$.

2) Dasselbe, angelassen.

$d = 11,225$ $\varepsilon = 0,250$
$l = 104$ $N = 12,600$ $n = 20,318$ $q = 11281$ $v = 9,450$

p	L'	L	a	a'	q
8,243	722,47	722,31	0,221		11479
10,786	725,48	725,09	0,538	3,849	9456
13,555	735,22	734,59	0,858	17,001	9159
16,466	750,18	749,29	1,188	37,352	9064

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung =9789
Schallgeschwindigkeit =8,803

$P_l < 5$; $A = 0{,}205$; $t = 27{,}4$.

Kupfer.

Ich verdanke dieses Kupfer der Güte des Hrn. Pelouze; es ist sehr geschmeidig und enthält auf 100 Theilen nur 0,38 Silber und 0,80 Eisen. Zusammengeschmolzen hat es die Dichte 8,729.

1) Gehämmert und ausgezogen.

				q	v
$d = 8{,}933$	$\varepsilon = 1{,}4986$				
$l = 450$	$N = 33{,}356$	$n = 7{,}675$	woraus	12513	11,108
$l' = 1000$	$s = 69$	$n' = 1855$		12536	11,167

p	L'	L	a	a'	q
0		787,22			
3	787,39	787,22	0,216		
4	787,45	787,22	0,292		
5	787,53	787,22	0,393		12700
6	787,64	787,22	0,533		11249
7	787,65	787,22	0,546		12820
8	787,74	787,22	0,660		12121
9	787,80	787,22	0,736		12218
10	787,86	787,22	0,813		12300
11	787,90	787,22	0,863		12737
12	787,99	787,26	0,927	0,050	12954
13	788,09	787,28	1,028	0,076	12637
14	788,17	787,27	1,143	0,063	12250
15	788,20	787,27	1,181	0,063	12700
16	788,31	787,30	1,282	0,101	12474
17	788,36	787,30	1,346	0,101	12628
18	788,44	787,31	1,435	0,114	12543
19	788,49	787,31	1,498	0,114	12679
20	788,55	787,32	1,562	0,127	12804
21	788,62	787,32	1,651	0,127	12720
22	788,69	787,32	1,740	0,127	12644

P	L'	L	a	a'	q
23	788,80	787,34	1,858	0,152	12348
24	788,90	787,40	1,905	0,228	12599
25	788,95	787,40	1,968	0,228	12700
26	789,06	787,43	2,070	0,267	12560
27	789,15	787,43	2,148	0,267	12360
28	789,28	787,50	2,260	0,355	12386
29	789,43	787,62	2,298	0,508	12616
30	789,53	787,64	2,400	0,533	12499
31	789,68	787,71	2,502	0,622	12390
32	789,84	787,77	2,627	0,698	12182
33	789,97	787,83	2,715	0,774	12151
34	790,13	787,94	2,779	0,914	12234
35	790,33	787,96	3,007	0,939	11637
36	790,50	788,20	2,619	1,244	12334
38	791,22	788,83	3,033	2,043	12529
40	792,00	789,28	3,452	2,614	11588

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung = 12449
Schallgeschwindigkeit = 11,128

$P_i = 12$; $A = 0{,}003$; $t = 40{,}30$ bis $41{,}0$.

2) Kupfer gehämmert, ausgezogen und angelassen.

$d = 8{,}936$ $\varepsilon = 1{,}499$ — q — v
$l = 450$ $N = 34{,}300$ $n = 7{,}4637$ woraus 11833 10,847
$l' = 1000$ $s = 69$ $n' = 1855$ — 12540 11,167

P	L'	L	a	a'	q
0,00		750,46			
1,00	750,73	750,46			
2,00	750,73	750,46			
3,00	750,86	750,52		0,080	
4,00	751,21	750,63		0,226	
5,00	751,46	751,16	0,400	0,933	12500
7,04	755,92	755,38	0,715	6,556	9853
8,09	759,52	758,90	0,817	11,246	9911
9,18	765,45	764,74	0,928	19,028	9891
10,25	769,47	768,69	1,014	24,292	10132
11,35	775,32	774,50	1,059	32,037	10740
13,62	787,61	786,57	1,323	48,117	10295
14,81	794,44	793,35	1,374	57,151	10773
16,08	802,52	801,30	1,523	67,647	10518
17,36	814,84	813,50	1,647	84,002	10536
18,67	825,08	823,62	1,773	97,485	10531
19,89	830,28	828,74	1,858	104,309	10704
21,51	850,81	849,10	2,014	131,436	10681
23,05	866,61	864,59	2,336	152,080	9869
24,87	890,31	888,29	2,274	183,640	10941
26,63	911,41	909,09	2,552	211,375	10449

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung = 10519
Schallgeschwindigkeit = 10,703

$P_i < 3$; $A = 0{,}220$; $t = 30{,}54$ bis $31{,}55$ u. $31{,}68$.

3) Daſſelbe, nach dem Abreiſsen.

$d = 8{,}890$ $\varepsilon = 1{,}359$
$l = 400$ $N = 29{,}555$ $n = 8{,}662$ $q = 12040$ $v = 10{,}970$.

Platin.

Aus der Fabrik von Hrn. Bréant.

1) Dicker Draht ausgezogen.

				q	v
$d = 21{,}259$	$\varepsilon = 0{,}797$				
$l = 400$	$N = 68{,}00$	$n = 3{,}7647$	woraus	15814	8,130
$l' = 800$	$s = 75$	$n' = 1706{,}6$		16159	8,218.

2) Derſelbe, angelaſſen.

				q	v
$d = 21{,}2075$	$\varepsilon = 0{,}798$				
$l = 396$	$N = 66{,}833$	$n = 3{,}835$	woraus	15683	8,106
$l' = 765$	$s = 73$	$n' = 1753{,}4$		15560	8,074.

3) Dünner Draht ausgezogen.

				q	v
$d = 21{,}166$	$\varepsilon = 0{,}2015$				
$l = 150$	$N = 36{,}358$	$n = 7{,}041$	woraus	15928	8,177
$l' = 1000$	$s = 93{,}5$	$n' = 1369$		16176	8,241.

4) Dünner Draht angelaſſen.

				q	v
$d = 20{,}753$	$\varepsilon = 0{,}196$				
$l = 150$	$N = 40{,}21$	$n = 6{,}590$	woraus	14373	7,845
$l' = 1000$	$s = 98{,}5$	$n' = 1299{,}5$		14292	7,823.

5) Mittlerer Draht ausgezogen.

				q	v
$d = 21{,}275$	$\varepsilon = 0{,}3124$				
$l = 100$	$N = 10{,}414$	$n = 24{,}583$	woraus	17153	8,456
$l' = 1000$	$s = 91$	$n' = 1406{,}6$		17165	8,467

p	L'	L	a	a'	q
1		840,11			
5	840,32	840,11	0,250		16000
6	840,39	840,11	0,333		15006
7	840,43	840,11	0,381		15756
8	840,50	840,11	0,464		15083
9	840,52	840,11	0,488		16397

P	L'	L	a	a'	q
10	840,61	840,11	0,595		15126
11	840,62	840,11	0,607		16474
12	840,67	840,11	0,664		16566
13	840,69	840,11	0,690		17386
14	840,70	840,11	0,702		18518
15	840,74	840,11	0,749		18674
16	840,79	840,11	0,809		18537
17	840,88	840,12	0,904	0,012	17691
18	840,91	840,12	0,940	0,012	18083
19	840,97	840,12	1,023	0,012	17588
20	841,00	840,12	1,059	0,012	17941
21	841,09	840,12	1,166	0,012	17149
22	841,13	840,12	1,214	0,012	17301
23	841,17	840,12	1,250	0,012	17600
24	841,23	840,12	1,333	0,012	17254
25	841,29	840,12	1,404	0,012	17093
26	841,34	840,15	1,416	0,046	17655
27	841,41	840,17	1,475	0,071	17627
28	841,51	840,17	1,594	0,071	16932
29	841,58	840,20	1,642	0,107	17052
30	841,64	840,21	1,702	0,119	17039
31	841,77	840,31	1,737	0,238	17271
32	841,90	840,34	1,856	0,274	16703
33	842,23	840,65	1,880	0,642	17021
34	842,54	840,85	2,011	0,880	16841

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung $=17044$

Schallgeschwindigkeit $=8,437$

$P_{\prime}=26$; $A=0,0009$; $d'=20,987$; $t=34$ bis 35.

6) Dasselbe, angelassen.

$d=21,0826$ $\varepsilon=0,2348$ — q v

$l=100$ $N=14,580$ $n=17,558$ woraus 15355 8,045

$l'=1000$ $s=94$ $n'=1347,5$ — 15611 8,111

P	L'	L	a	a'	q
1		743,70			
3	743,79	743,70	0,121		16534
4	743,86	743,70	0,215		13953
5	743,91	743,70	0,282		14172
6	743,94	743,70	0,322		15501
7	743,98	743,70	0,376		15945
8	744,04	743,70	0,457		15318
9	744,08	743,70	0,510		15665
10	744,13	743,70	0,578		15573

p	L'	L	a	a'	q
11	744,20	743,70	0,672		14881
12	744,24	743,70	0,726		15158
13	744,28	743,70	0,779		15394
14	744,31	743,71	0,806	0,013	16121
15	744,40	743,75	0,873	0,067	16025
16	744,49	743,80	0,927	0,134	16174
17	744,56	743,80	1,021	0,134	15664
18	744,96	744,18	1,048	0,645	16217

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung =15518
Schallgeschwindigkeit =8,087

P_{l}=14 bis 15; A=0,0023; t=23,5 bis 25,8 u. 27,7.

8) Dasselbe, nach dem Reifsen.

d'=20,987 ε= 0,312
l=100 N=10,448 n=24,502 q=16748 v=8,421.

Eisen, aus Berry.

Nach der Methode von Fuchs [1]) analysirt fand ich in demselben: Eisen 97,113, Kohle 0,416, Kieselerde Spur.

1) Ausgezogen.

d=7,748 ε= 1,5043 q v
l=500 N=31,423 n=8,146 woraus 18547 14,584
l'=1000 s=51 n'=2509,8 19903 15,108

p	L'	L	a	a'	q
0		769,88			
5	770,09	769,88	0,273		18333
10	770,22	769,88	0,441		22647
15	770,46	769,88	0,753		19914
20	770,64	769,88	0,987		20263
25	770,82	769,88	1,221		20479
30	771,00	769,88	1,454		20625
35	771,15	769,96	1,545	0,104	22647
40	771,43	770,00	1,857	0,156	21538
45	771,64	770,06	2,052	0,234	21930
50	771,94	770,16	2,312	0,363	21629
55	772,41	770,37	2,649	0,505	20760
60	773,75	771,40	3,052	0,675	

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung =20972
Schallgeschwindigkeit =15,508

P_{l}=32,5; A=25,97; d'=7,751; t=61,2 bis 62,5 u. 65,1.

1) Jahrb. für prakt. Chemie Bd. XVIII S. 495.

2) Dasselbe angelassen.

$d=7,7574$ $\varepsilon=$ 1,5037 q v
$l=500$ $N=30,706$ $n=8,337$ woraus 19410 14,913
$l'=1000$ $s=51$ $n'=2509,8$ 19925 15,108

P	L'	L	a	a'	q
0		784,08			
5	784,41	784,24	0,217	0,204	23067
10	784,60	784,31	0,369	0,293	23067
15	784,79	784,31	0,612	0,293	24501
20	785,05	784,34	0,905	0,331	22093
25,0	785,29	784,43	1,096	0,446	22800
30,4	796,70	795,34	1,710	14,361	17791
33,8	804,76	803,23	1,905	24,423	17741
37,3	815,15	813,42	2,127	37,420	17555
42,32	832,01	829,81	2,651	58,323	

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung =20794
Schallgeschwindigkeit =15,433

$P_{,} < 5$; $A=0,109$; $t=46,88$ bis 50,25.

3) Nach dem Abreiſsen.

$d'=7,7513$ $\varepsilon=$ 1,471
$l=400$ $N=21,118$ $n=12,122$ $q=17538$ $v=14,179$.

Guſsstahl.

Die Analyse gab: Eisen 98,692, Mangan Spur, Kohle 1,495, Kieselerde 0,395.

1) Ausgezogen.

$d=7,717$ $\varepsilon=$ 1,5058 q v
$l=500$ $N=31,540$ $n=8,116$ woraus 18247 14,495
$l'=1000$ $s=51$ $n'=2509,8$ 19823 15,108

P	L'	L	a	a'	q
0		783,65 [1])			
5	783,88	783,67			
10	784,20	783,73	0,535		18662
15	784,29	783,73	0,650		23053

1) Dieser Stab war nicht völlig gerad gemacht; die ersten Verlängerungen rühren also von seiner Geradwerdung her. Aus diesem Grunde

P	L'	L	a	a'	q
20	784,56	783,79	0,995		20098
25	784,74	783,78	1,225		20412
30	785,02	783,78	1,582		18963
35	785,24	783,78	1,863		18790
40	785,33	783,78	1,977		20228
45	785,58	783,78	2,296		19595
50	785,82	783,78	2,602		19211
55	786,04	783,78	2,883		19075
60	786,20	783,86	2,985	0,100	20097
65	786,51	783,90	3,330	0,153	19520
70	786,80	783,96	3,623	0,229	19319
75	787,30	784,03	4,172	0,319	17977
80,2	789,55	786,09	4,402	3,013	18224

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung =19549
Schallgeschwindigkeit =15,003

P_t = 55 bis 60; A=0,003; t=83,8.

2) Dasselbe angelassen.

d=7,7188 ε= 1,507 q v
l=500 N=31,046 n=8,2457 woraus 18811 14,716
l'=1000 s=51 n'=2509,8 19443 14,961

P	L'	L	a	a'	q
0		782,00			
5	782,28	782,06	0,281	0,076	17784
10	782,52	782,07	0,575	0,089	17389
15	782,75	782,19	0,715	0,243	20960
20	782,91	782,19	0,920	0,243	21736
25	783,22	782,19	1,316	0,243	18992
30	783,34	782,28	1,354	0,358	22144
35	783,58	782,28	1,661	0,358	21067
40	783,83	782,32	1,928	0,409	20728
45	784,46	782,84	2,070	1,074	21735
50,2	786,81	784,72	2,663	3,478	18847
55,4	790,83	788,36	3,133	8,133	17688
60,6	793,59	790,53	3,871	10,902	

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung = 19561
Schallgeschwindigkeit =15,006

P_t = 5; A=0,011; d'=7,7092; t=65,7.

sind seine Verlängerungen nach der Länge berechnet, die er hernach hatte und die 783,78 betrug.

Englischer Stahl (Klavierdraht).

$d=7,718$	$\varepsilon=0,310$		q	v
$l=100$	$N=5,75$	$n=44,522$ woraus	20714	15,442
$l'=1000$	$s=51,5$	$n'=2485,4$	19445	14,961

P	L'	L	a	a'	q
5		954,72			
7,5	954,84	954,72	0,126		19890
10,0	955,01	954,72	0,304		16461
12,5	955,13	954,72	0,429		17464
15,0	955,26	954,72	0,565		17680
17,5	955,39	954,72	0,702		17812
20,0	955,53	954,72	0,848		17680
22,5	955,64	654,72	0,963		18160
25,0	955,73	954,72	1,058		18906
27,5	955,82	954,72	1,152		19529
30,0	955,99	954,72	1,330		18794
32,5	956,11	954,72	1,456		18889
35,0	956,23	954,72	1,581		18969
37,5	956,32	954,72	1,676		19393
40,0	956,43	954,72	1,791		19541
42,5	956,60	954,72	1,969		19044
45	956,70	954,73	2,063	0,010	19385
47,5	956,77	954,73	2,137	0,010	19890
50	957,01	954,78	2,336	0,063	19266
52,5	957,18	954,79	2,503	0,073	18974
55	957,30	954,79	2,629	0,073	19019
57,5	957,42	954,79	2,828	0,073	18564
60	957,50	954,79	2,912	0,073	18889
62,5	957,79	954,94	2,985	0,230	19262
67,5	958,22	955,32	3,133	0,534	19957

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung $=18809$
Schallgeschwindigkeit $=14,716$

$Pt = 47,5$ bis 50; $A=0,0006$;

$t = 70$, nach 3tägiger Wirkung. Plötzliches Abreiſsen: 85,9 bis 99,1.

2) Derselbe angelassen.

$d=7,6216$	$\varepsilon=0,3025$		q	v
$l=100$	$N=5,808$	$n=44,077$ woraus	21070	15,673
$l'=1000$	$s=51,5$	$n'=2485,4$	19200	14,961

P	L'	L	a	a'	q
5		736,25			
10	736,45	736,25	0,272		18407
15	736,70	736,28	0,570	0,041	17530
20	736,94	736,30	0,869	0,067	17256
25	737,56	736,63	1,263	0,516	15834
30	737,62	736,56	1,439	0,241	17364
35	740,04	739,44		4,333	

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung =17278
Schallgeschwindigkeit =14,193

$Pt=15$; $A=0,0044$; $t=40$ bis 53,9.

3) Derselbe gerissen.

$d=7,710$ $\varepsilon=0,3043$
$l=100$ $N=6,480$ $n=39,506$ $q=16728$ $v=14,193$

Deutscher Stahl.

Ein Stab von deutschem Stahl, 1 Meter lang und 3 Centm. breit gab einen longitudinalen Ton von 2485,5 Schwingungen in der Secunde; dieser Ton war noch beinahe derselbe, nachdem der Stab stark magnetisirt worden.

Nicht-homogene Metalle.

Destillirtes Zink.

Gegossen in Sand und langsam erkaltet. Die Stäbe im Innern sehr deutlich krystallisirt.

$d=7,134$ $\varepsilon=4,346$ — q v
$l=400$ $N=11,04$ $n=23,188$ woraus 6778,4 9,188
$l'=842$ $s=67$ $n'=1910,5$ 7536,0 9,683.

Reines Wismuth, gegossen.

$d=9,822$ $\varepsilon=5,109$ — q v
$l=218$ $N=5,415$ $n=47,246$ woraus 2473,0 4,731
$l'=915$ $s=129$ $n'=992,7$ 3290,0 5,455.
$t=0,97$

Reines Antimon, gegossen.

				q	v
$d=6{,}641$	$\varepsilon=5{,}098$				
$l=416$	$N=14{,}412$	$n=17{,}763$	woraus	3144,0	6,486
$l'=932{,}5$	$s=89{,}5$	$n'=2860{,}3$		4817,0	8,028.
	$t=0{,}65$ bis 0,70.				

II. *Versuche bei der Temperatur von* 100° *C.*

Reines Blei, ausgezogen, angelassen bei 100°.

$d=11{,}075$

P	L'	L	a	a'	q
0,0		739,90			
0,1	740,60	740,54	0,081	0,864	1234
0,3	740,62	744,51	0,148	6,225	2026
0,4	789,14	789,11		66,450	

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung $=1630$
Schallgeschwindigkeit $=3{,}616$

$Pl<0{,}1$; $A=0{,}085$; $t=0{,}54$.

Reines Zinn, angelassen bei 100° C.

$d=7{,}284$

P	L'	$a+a'$
0,0	893,43	
0,1	894,45	1,141
0,2	898,89	6,111
0,3	910,59	19,654
0,4	936,19	47,861

$Pl<0{,}1$; $A=0{,}302$; $t=0{,}85$.

Reines Kadmium, angelassen bei 100° C.

Da die Ausdehnbarkeit dieses Metalles nicht bekannt war, so habe ich sie, so genau es möglich war, mit meinem Apparat bestimmt. Ich fand von 0° bis 100° C. die lineare Ausdehnung $=0{,}001187$.

$d = 8{,}520.$

P	L'	$a+a'$
0,0	710,90	
0,5	711,09	0,267
1,0	713,54	5,331

$Pt < 0{,}5$; $A = 0{,}022$; $t = 2{,}6$.

Reines Gold, angelassen.

$d = 17{,}953.$

P	L'	L	a	a'	q
0		760,10			
2	760,22	760,08	0,184		5435
4	760,40	760,02	0,500		6000
5	760,53	760,12	0,540	0,26	
6	760,87	760,14	0,961	0,052	5203
7	760,92	760,14	1,026	0,052	5848
8	761,22	760,18	1,368	0,105	5117
9	761,42	760,23	1,565	0,171	5112
10	761,75	760,42	1,750	0,421	5143

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung = 5408
Schallgeschwindigkeit = 5,147

$Pt = 6$; $A = 0{,}0684$; $t = 12{,}6$.

Reines Silber, angelassen.

$d = 10{,}245.$

P	L'	L	a	a'	q
0		712,33			
2	712,46	712,33	0,182		
3	712,61	712,40	0,295	0,098	
4	712,75	712,40	0,491	0,098	
5	712,84	712,47	0,519	0,196	7701
6	712,93	712,46	0,660	0,182	7578
7	713,12	712,46	0,926	0,182	6476
8	713,11	712,45	0,926	0,168	7555
9	713,37	712,58	1,109	0,351	7213
10	713,68	712,78	1,263	0,632	7123

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung = 7274
Schallgeschwindigkeit = 7,943

$Pt < 3$; $A = 0{,}017$; $t = 14{,}0$.

Gewöhnliches Zink, angelassen bei 200° C.

$d = 6{,}998$

p	L'	$a+a'$	p	L'	$a+a'$
0	661,11		4	664,40	4,976
1	661,19	0,121	5	669,10	12,100
2	661,60	0,741	6	674,01	19,512
3	662,72	2,435			

$Pt < 1$; $A = 0{,}152$; $t = 12{,}2$.

Platin, angelassen.

$d = 21{,}027$.

p	L'	L	a	a'	q
1		732,13			
5	732,50	732,13	0,560		
7	732,62	732,09	0,724		
9	732,55	732,09	0,669		
11	732,72	732,06	0,778	0.027	
13	732,81	732,17	0,874	0,054	13728
15	732,90	732,17	0,997	0,054	14041
17	733,04	732,23	1,106	0,136	14462
19	733,54	732,63	1,243	0,683	14482

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung $= 14178$
Schallgeschwindigkeit $= 7{,}740$

$Pt = 13$; $A = 0{,}003$; $t = 22{,}6$.

Kupfer, angelassen.

$d = 8{,}891$.

p	L'	L	a	a'	q
0		684,28			
2	684,48	684,34	0,204	0,087	9776
5	684,93	684,72	0,306	0,643	
8	693,53	692,99	0,779	12,727	10273
12	714,57	713,62	1,331	42,874	9014
16	738,78	737,70	1,464	78,060	10246

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung $= 9827$
Schallgeschwindigkeit $= 9{,}910$

$Pt < 2$; $A = 0{,}250$; $t = 22{,}1$.

Eisen, angelassen.

$d = 7,729$

P	L'	L	a	a'	q
0		743,01			
5	743,33	743,16	0,228	0,201	21861
10	743,69	743,44	0,236	0,578	
15	743,87	743,36	0,686	0,471	21861
20	744,01	743,36	0,874	0,471	22870
25	744,17	743,31	1,157	0,403	21607
30	739,62	748,56	1,416	7,467	21185
35	761,28	759,90	1,816	22,723	

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung $=21877$
Schallgeschwindigkeit $=15,859$

$P\iota < 5$; $A = 0,025$; $t = 51,1$.

Gewöhnlicher Eisendraht.

$d = 7,543.$

P	L'	L	a	q
30	872,74	871,53	1,388	21620
30	872,81	871,53	1,469	20427
30	839,09	837,84	1,492	20107
30	839,18	837,81	1,635	18346
30	839,05	837,76	1,540	19484

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung $=19995$
Schallgeschwindigkeit $=15,347$

Guſsstahl, angelassen.

$d = 7,694$

P	L'	L	a	a'	q
0		752,04			
5	752,22	752,04	0,239		
10	752,52	752,09	0,571	0,066	
15	752,69	752,12	0,757	0,106	19803
20	752,97	752,14	1,103	0,133	18132
25	753,18	752,23	1,262	0,252	19803
30	753,41	752,25	1,541	0,279	19461
35	754,49	753,08	1,874	1,382	18679
40	754,70	753,03	2,219	1,315	18024
50	755,12	753,16	2,604	1,488	19196

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung $=19014$
Schallgeschwindigkeit $=14,819$

$P\iota < 10$.

Stahldraht, angelassen.

$d = 7{,}597$.

P	L'	L	a	a'	q
5		888,28			
10	888,47	888,28	0,213		
15	888,64	888,32	0,360	0,045	
20	888,95	888,32	0,709	0,045	21150
25	889,27	888,44	0,934	0,180	21405
30	889,45	888,25	1,351	0,000	
35	889,54	888,29	1,407	0,011	21319
40	890,73	889,27	1,643	1,115	21295

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung =21292
Schallgeschwindigkeit =15,781

$Pl = 15$; $A = 0{,}0025$; $t = 59{,}1$.

Stahldraht, blau angelassen.

$d = 7{,}410$.

P	L'	L	a	q
22,5	829,46	828,43	1,243	18096
22,5	803,44	802,44	1,246	18055
22,5	858,94	856,98	1,120	20085
22,5	858,85	856,87	1,144	19673

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung =18977
Schallgeschwindigkeit =15,085

III. *Versuche bei der Temperatur von* 200° *C.*

Gold, angelassen.

$d = 17{,}873$

P	L'	L	a	a'	q
1		770,90			
2	771,06	770,93	0,168		5931
3	771,19	771,54	0,389		5143
4	771,82	771,52	0,363	0,830	
5	772,08	771,52	0,726	0,804	5507
6	773,77	773,09	0,879	0,841	5684
7	789,90	788,98	1,166	23,453	5146
8	814,21	813,19	1,255	54,857	

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung =5482
Schallgeschwindigkeit =5,221

$Pl < 4$; $A = 0{,}140$; $t = 12{,}06$.

Sil-

Silber, angelassen.

$d = 10{,}187$

P	L'	L	a	a'	q
1		740,57			
2	740,69	740,57	0,162		6172
4	741,31	741,18	0,175	0,553	
5	747,79	747,40	0,522	9,222	
6	748,34	747,74	0,802	9,681	6231
7	748,56	747,87	0,923	8,857	6502
8	754,52	753,66	1,141	17,675	6134
9	760,86	759,97	1,171	26,195	6831

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung $= 6374$
Schallgeschwindigkeit $= 7{,}456$

$Pt = 3$ bis 4; $A = 0{,}176$; $t = 14{,}0$.

Zink, angelassen.

$d = 6{,}936$

P	L'	$a + a'$	P	L'	$a + a'$
0	650,16		4	655,40	8,059
1	650,30	0,215	5	671,68	33,100
2	650,65	0,753	6	695,80	70,198
3	651,48	2,030			

$Pt < 1$; $A = 0{,}154$; $t = 7{,}27$.

Platin, angelassen.

$d = 20{,}969$

P	L'	L	a	a'	q
1		724,08			
3	724,26	724,09	0,234		
5	724,32	724,08	0,331		12021
7	724,41	724,08	0,456		13158
9	724,51	724,08	0,594		13468
11	724,55	724,08	0,649		15408
13	725,35	724,54	1,119	0,635	10724
17	727,38	727,15	1,230	4,240	13008

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung $= 12964$
Schallgeschwindigkeit $= 7{,}412$

$Pt = 11$ bis 13; $A = 0{,}005$; $t = 19{,}7$.

Kupfer, angelassen.

$d = 8,840$

P	L'	L	a	a'	q
0,00		715,90			
1,00	717,09	716,91		1,410	
3,00	716,95	716,91		1,410	
5,00	717,71	717,24	0,656	1,871	7617
8,09	725,10	724,29	1,118	11,991	7236
12,50	747,06	745,89	1,568	41,900	7970
17,59	788,99	787,29	2,159	99,710	8148
20,00	894,40	892,26	2,398	197,468	8339

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung = 7862
Schallgeschwindigkeit = 8,890

$Pl < 1$; $A = 0,250$.

Eisen, angelassen.

$d = 7,696$

P	L'	L	a	a'	q
0		716,12			
5	716,57	716,30	0,377	0,251	
15	716,97	716,40	0,796	0,391	18847
20	717,18	716,40	1,089	0,391	18364
25	718,92	717,96	1,337	2,569	18697
30	729,81	728,36	1,990	17,090	15070
35	737,40	735,97	1,943	27,716	18014
40	750,26	748,52	2,324	45,240	17207

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung = 17700
Schallgeschwindigkeit = 14,295

$Pl = 5$; $A = 0,0614$; $t = 46,9$.

Guſsstahl, angelassen.

$d = 7,669$

P	L'	L	a	a'	q
0		767,63			
5	768,70	767,63	0,482		
10	768,19	767,79	0,521	0,208	
15	768,62	767,96	0,859	0,430	17452
20	768,81	767,90	1,185	0,352	16877
30	769,12	767,90	1,589	0,352	18882
40	769,64	767,97	2,136	0,443	18729
50	770,91	768,74	2,826	1,446	17693

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung = 17926
Schallgeschwindigkeit = 14,412

$Pl < 10$.

Stahldraht, angelassen.

$d = 7,573$

P	L'	L	a	a'	q
5		704,36			
10	704,70	704,46	0,340	0,142	
15	704,79	704,48	0,440	0,170	
20	705,05	704,46	0,837	0,142	17908
25	705,16	704,48	0,965	0,170	20718
30	705,37	704,51	1,221	0,213	20477
35	705,66	704,55	1,576	0,269	19038
40	720,98	719,90	1,919	21,635	18251

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung =19278

Schallgeschwindigkeit =15,040

$P_t < 20$; $A = 0,025$; $t = 50,9$.

IV. *Versuche bei niedriger Temperatur.*

Obgleich ich die Elasticitätscoëfficienten schon in gewöhnlicher Temperatur bestimmt hatte, so war ich doch genöthigt, sie auch bei denselben Belastungen in niederen Temperaturen zu ermitteln; denn die hier in Betracht kommenden Unterschiede sind nicht groſs, bleiben in der zweiten Decimalstelle. Nun findet man schon Unterschiede gleicher Ordnung, wenn man mit verschiedenen Punkten operirt. Diese vergleichenden Versuche waren um so unerläſslicher als die angewandten Drähte nicht dieselben waren, die vorhin gebraucht wurden.

	d bei 10° C.	d b. −15° C.	ε	Temp. C°.	P	L'	L	a	q	Mittel	v
Gold	18,889		0,093	10,0	12,0	793,45	792,34	1,401	8566		
						793,48	792,36	1,413	8489	8603	6,362
						796,31	795,23	1,358	8836		
						796,44	795,32	1,408	8521		
		18,896		−15,0		821,01	819,97	1,268	9461		
						831,55	830,49	1,276	9402	9351	6,631
				−13,0	16,0	832,71	831,28	1,741	9189		
Silber	10,458		0,338	10,0	14,5	733,93	732,49	1,966	7376		
						733,98	732,55	1,952	7428	7411	7,935
						729,31	727,89	1,951	7429		
		10,463		−16,0	15,0	740,75	739,26	2,015	7443		
				−14,5		736,65	735,18	1,999	7502		
				−13,0		794,57	793,11	1,841	8147	7800	8,139
					17,0	753,85	752,18	2,220	7657		
					16,5	786,71	785,14	1,999	8251		
Palladium	10,661		0,147	9,0	12,0	860,20	859,15	1,222	9819		
					15,0	860,58	859,34	1,443	10395	10289	9,261
						860,61	859,40	1,408	10654		
		10,664		−12,0		832,05	830,81	1,492	10050		
						826,95	825,83	1,356	11060	10659	9,424
				−11,0		827,98	826,84	1,380	10866		
Platin	20,513		0,323	8,0	15,0	746,51	745,79	0,965	15537		
										15647	8,233
					10,0	746,26		0,630	15867		
		20,518		−17,0	15,0	749,87	749,17	0,934	16053		
				−13,0		735,24	734,57	0,912	16446		
						735,23		0,898	16695	16224	8,382
				−12,0	20,0	739,04	738,10	1,274	15704		

Kupfer	8,906		0,870	10,0	20,0	808,44	807,17	1,573	12711		
					35,0		806,06	2,953	11854	12200	11,042
					15,0	802,44	801,44	1,246	12036		
		8,910		— 8,9		807,02	806,14	1,090	13756		
				— 20	12,7	830,02	829,23	0,953	13330		
					8,3	829,77		0,652	12721	13052	11,399
				— 13	15,0	829,63	828,65	1,184	12667		
						802,25	801,31	1,173	12787		
Eisendraht . . . . (gewöhnlicher)	7,553		0,407	10	30,0	866,62	865,21	1,630	18409		
						838,43	837,09	1,601	18740		
						838,42	837,03	1,661	18066	18613	14,798
					40,0	877,03	875,16	2,137	18720		
						876,99		2,091	19129		
		7,555		— 10	30,0	827,48	826,06	1,719	17452		
					40,0	827,97	826,15	2,203	18156		
				— 14	30,0	825,67	824,20	1,784	16820	17743	14,446
					40,0	826,15		2,336	16910		
				— 10	30,0	846,77	845,39	1,632	18378		
Stahldraht . . . . (blau angelassen)	7,420		0,302	— 10	25,0	840,46	839,33	1,346	18569		
					22,5	857,46	856,36	1,285	17517	18045	14,700
					35,0	841,11	839,25	2,216	18050		
		7,422		— 11	32,5	839,04	837,50	1,839	17674		
					35,0	839,42	837,71	2,042	17140	17690	14,553
				— 10	22,5	839,13	838,11	1,217	18487		
						839,19		1,289	17461		
Messing . . . . . . (Berliner)	8,427		0,213	— 9	10,0	849,68	848,70	1,155	8660		
				— 12	25,0	817,41	815,25	2,650	9433	9005	9,744
					15,0	816,31	814,94	1,681	8923		
		8,431		— 10	21,0	797,54	795,92	2,035	10317		
						803,57	801,72	2,307	9101		
				— 6	20,0	797,92	796,15	2,223	8996	9782	10,254
				— 12	10,0	796,66	795,88	0,980	10204		
					15,0	797,12	795,96	1,457	10292		

	d bei 10° C.	d b. −15° C.	ε	Temp. C°.	P	L'	L	a	q	Mittel	v
Gold	18,889		0,093	10,0	12,0	793,45	792,34	1,401	8566		
						793,48	792,36	1,413	8489	8603	6,362
						796,31	795,23	1,358	8836		
						796,44	795,32	1,408	8521		
		18,896		−15,0		821,01	819,97	1,268	9461		
						831,55	830,49	1,276	9402	9351	6,631
				−13,0	16,0	832,71	831,28	1,741	9189		
Silber	10,458		0,338	10,0	14,5	733,93	732,49	1,966	7376		
						733,98	732,55	1,952	7428	7411	7,935
						729,31	727,89	1,951	7429		
		10,463		−16,0	15,0	740,75	739,26	2,015	7443		
				−14,5		736,65	735,18	1,999	7502		
				−13,0		794,57	793,11	1,841	8147	7800	8,139
					17,0	753,85	752,18	2,220	7657		
					16,5	786,71	785,14	1,999	8251		
Palladium	10,661		0,147	9,0	12,0	860,20	859,15	1,222	9819		
					15,0	860,58	859,34	1,443	10395	10289	9,261
						860,61	859,40	1,408	10654		
		10,664		−12,0		832,05	830,81	1,492	10050		
						826,95	825,83	1,356	11060	10659	9,424
				−11,0		827,98	826,84	1,380	10866		
Platin	20,513		0,323	8,0	15,0	746,51	745,79	0,965	15537		
										15647	8,233
					10,0	746,26		0,630	15867		
		20,518		−17,0	15,0	749,87	749,17	0,934	16053		
				−13,0		735,24	734,57	0,912	16446	16224	8,382
						735,23		0,898	16695		
				−12,0	20,0	739,04	738,10	1,274	15704		

Kupfer	8,906		0,870	10,0	20,0	808,44	807,17	1,573	12711	
					35,0		806,06	2,953	11854	12200	11,042
					15,0	802,44	801,44	1,246	12036		
		8,910		— 8,9		807,02	806,14	1,090	13756		
				— 20	12,7	830,02	829,23	0,953	13330		
					8,3	829,77		0,652	12721	13052	11,399
				— 13	15,0	829,63	828,65	1,184	12667		
						802,25	801,31	1,173	12787		
Eisendraht . . . . (gewöhnlicher)	7,553		0,407	10	30,0	866,62	865,21	1,630	18409		
						838,43	837,09	1,601	18740		
						838,42	837,03	1,661	18066	18613	14,798
					40,0	877,03	875,16	2,137	18720		
						876,99		2,091	19129		
		7,555		— 10	30,0	827,48	826,06	1,719	17452		
					40,0	827,97	826,15	2,203	18156		
				— 14	30,0	825,67	824,20	1,784	16820	17743	14,446
					40,0	826,15		2,336	16910		
				— 10	30,0	846,77	845,39	1,632	18378		
Stahldraht . . . . (blau angelassen)	7,420		0,302	— 10	25,0	840,46	839,33	1,346	18569		
					22,5	857,46	856,36	1,285	17517	18045	14,700
					35,0	841,11	839,25	2,216	18050		
		7,422		— 11	32,5	839,04	837,50	1,839	17674		
					35,0	839,42	837,71	2,042	17140	17690	14,553
				— 10	22,5	839,13	838,11	1,217	18487		
						839,19		1,289	17461		
Messing . . . . . . (Berliner)	8,427		0,213	— 9	10,0	849,68	848,70	1,155	8660		
				— 12	25,0	817,41	815,25	2,650	9433	9005	9,744
					15,0	816,31	814,94	1,681	8923		
		8,431		— 10	21,0	797,54	795,92	2,035	10317		
						803,57	801,72	2,307	9101		
				— 6	20,0	797,92	796,15	2,223	8996	9782	10,254
				— 12	10,0	796,66	795,88	0,980	10204		
					15,0	797,12	795,96	1,457	10292		

Ich bemerke noch, daſs die Wirkung der Kälte nicht immer vorübergehend zu seyn scheint; die Zunahme der Dichte scheint noch theilweise nach der Rückkehr des Metalls zu der früheren Temperatur zu verbleiben; wenigstens geht dies aus einigen Versuchen hervor, die ich zu dem Ende gemacht habe.

Ein Kupferdraht von der Dichte 8,902 bei 7° C. wurde bei gewöhnlicher Temperatur ausgezogen; nachdem er durch vier Löcher des Zieheisens gezogen war, besaſs er die Dichte 8,906; allein als das Ausziehen in einem Kältegemisch geschah, so daſs das Zieheisen und der Draht beständig in einer Temperatur von —15° C. erhalten wurden, hatte der Draht, nachdem er durch dieselbe Zahl von Löchern gegangen war, die Dichte 8,925 bis 7° erlangt. Die bloſse Erkaltung bis —20° C. reichte hin sie von 8,906 auf 8,927 zu bringen. Dasselbe habe ich beim Platin beobachtet. Es scheint also, daſs die niederen Temperaturen eine bleibende Wirkung, analog der des Anlassens, ausüben. Indeſs müſste man bei noch weit niedrigeren Temperaturen operiren, ehe man diese Thatsache auf eine entschiedene und allgemeine Weise aussprechen könnte.

IX. — Die Resultate aller dieser Versuche lassen sich in folgenden Tafeln zusammenfassen.

I. Specifische Gewichte bei 12 bis 13° C.

	Gegossen	Gehämmert und ausgezogen		Gehämmert, ausgezogen u. angelassen	
		vor der Verlängerung	nach dem Reiſsen	vor der Verlängerung	nach dem Reiſsen
Blei	11,215	11,169	11,170	11,232	11,292
Zinn	7,285	7,313	7,266	7,290	7,292
Kadmium	8,605	8,665	8,553	8,520	8,541
Silber	10,366	10,369	10,320	10,304	10,193
Gold	19,407	18,514	18,858	18,035	19,186
Zink, käufl.	6,938	7,008	6,917	7,060	

	Gegossen	Gehämmert und ausgezogen: vor der Verlängerung	Gehämmert und ausgezogen: nach dem Reiſsen	Gehämmert, ausgezogen u. angelassen: vor der Verlängerung	Gehämmert, ausgezogen u. angelassen: nach dem Reiſsen
Zink, destill. . . .	7,134[1])				
Palladium		11,359		11,225	
Platin		21,166[2])	20,987	20,753[3])	21,029
Kupfer	8,729	8,933	8,862	8,936	8,890
Eisen (von Berry)		7,748	7,740	7,757	7,751
Eisendraht, gew. .		7,553			
Guſsstahl		7,717		7,719	7,709
Stahldraht, engl. .		7,718		7,622	7,710
Stahldraht, blau angelassen				7,420	
Wismuth	9,882				
Antimon	6,641				

Vergleicht man die erste Spalte mit der zweiten, so sieht man, daſs das Ausziehen nicht gleiche Wirkung hat auf alle Metalle; die einen verdichten sich, die anderen dehnen sich aus. In der That besteht das Drahtziehen aus zwei verschiedenen Vorgängen; der eine strebt die Dichtigkeit vermöge des Ziehens zu verringern, der andere dagegen durch seitliche Zusammendrückung zu vergröſsern; der letztere waltet vor bei den meisten Metallen.

Das Anlassen führt die Drähte so ziemlich auf dieselbe Dichte zurück, die sie im gegossenen Zustand hatten; es bewirkt eine Ausdehnung; Blei, Zink, Eisen und Stahl in dicken Drähten machen eine Ausnahme; sie erleiden eine geringe Verdichtung.

Die dritte Spalte zeigt, daſs das Ziehen ohne seitlichen Zusammendruck bei den ausgezogenen Metallen eine Verringerung der Dichte bewirkt. Das findet aber nicht statt bei den angelassenen Metallen, die sich meistens durch die Verlängerung verdichten.

1) bis 7,146.
2) bis 21,275.
3) bis 21,207.

II. Elasticitätsgränzen und Verlängerungsmaxima.

	Elasticitätsgränzen			Verlängerungsmaxima		
	bei 15 bis 20° C.	bei 100° C.	bei 200° C.	bei 15 bis 20°	bei 100°	bei 200°
Blei, gegossen	< 0,05			0,040		
ausgezogen. . .	0,25	< 0,1		0,243		
angelassen . . .	0,20	< 0,1		0,614	0,085	
Zinn, ausgezogen . .	0,4; 0,5			0,430		
angelassen. . .	0,2	< 0,1		0,230	0,302	
Kadmium, ausgezog.	0,12			0,446		
angel. . .	< 0,1	< 0,1		0,412	0,022	
Gold, ausgezogen . .	13,5			0,0008		
angelassen . . .	3	6	< 4	0,046	0,068	0,150
Silber, ausgezogen .	11,0; 11,5			0,0045		
angelassen . .	2,5; 3,0	< 3	< 4	0,168	0,017	0,176
Zink, ausgezogen . .	0,75			0,505		
angelassen. . .	1,0	< 1	< 1	0,270	0,152	0,154
gegossen . . .	3,0; 3,5			0,0015		
Palladium, ausgezog.	18			0,0002		
angel. . .	< 5			0,205		
Kupfer, ausgezogen .	12			0,003		
angelassen. .	< 3	< 2	< 1	0,220	0,250	0,250
Platin, ausgezogen .	26			0,0009		
angelassen . .	14,5	13	11,12	0,0023	0,003	0,005
Eisen, ausgezogen . .	32,5			0,026		
angelassen . .	< 5	< 5	< 5	0,109	0,025	0,061
Guſsstahl, ausgezogen	55,60			0,003		
angelassen	< 5	< 10	< 10	0,011		
Stahldraht, ausgezog.	42,5; 45			0,0006		
angel. . .	15	10	< 10	0,0044	0,0025	0,025

Nach dem Beispiel mehrer Physiker nehme ich als Elasticitätsgränze das Gewicht, welches eine bleibende Verlängerung von 0,00005 auf die Längeneinheit bewirkt. Diese Bestimmung ist willkührlich, denn man kann so kleine bleibende Verlängerungen finden als das Instrument zu messen vermag. Ich habe besonders beim Silber, Gold, Kupfer und Platin mit vieler Langsamkeit operirt, und nie das Gewicht auf einmal anders als um sehr kleine Gröſsen geändert. Dann habe ich weder Sprünge noch Rucke bei den Verlängerungen gefunden; vielmehr wachsen sie von da an, wo sie meſsbar geworden sind, auf eine stetige Weise, wovon man sich überzeugen kann, wenn man die Spalten *a* meiner Versuche durchläuft. Die bleiben-

den Verlängerungen sind überdieſs unbekannte Functionen der Zeit, während welcher das Gewicht wirkt; ein Gewicht, das, wenn es kurze Zeit wirkt, keine meſsbare bleibende Verlängerung erzeugt, kann es, wenn seine Wirkung länger anhält. Nicht unwahrscheinlich ist es, daſs dasselbe auch bei Verlängerungen kleiner als 0,00001 der Längeneinheit stattfinde, obwohl unsere Instrumente es nicht zu messen vermögen. Man kann also sagen, daſs die Zahlenausdrücke für die Elasticitätsgränze in dem Maaſse kleiner werden müssen als die Meſswerkzeuge sich vervollkommnen und als man die Gewichte längere Zeit wirken läſst. [1])

Uebrigens sieht man, daſs das Anlassen die Elasticitätsgränzen sehr bedeutend verringert, ohne daſs zwischen der Elasticitätsgränze des angelassenen Metalls und der des nicht angelassenen eine constante Relation stattfinde. Die Elasticitätsgränze der angelassenen Metalle ändert sich durch einer Temperaturerhöhung bis 200° C. nicht merklich.

III. Widerstände beim Reiſsen, bei 15 bis 20° C.

	langsames Reiſsen	plötzliches Reiſsen	bei 100° C.	bei 200° C.
Blei, gegossen	1,25	2,21		
ausgezogen	2,07	2,36		
angelassen	1,80	2,04	0,54	
Zinn, gegossen	3,40	4,16		
ausgezogen	2,45	2,94; 3,00		
angelassen	1,70	3,57; 3,62	0,85	
Kadmium, ausgezogen . .	2,24			
angelassen . .		4,81	2,60	
Gold, ausgezogen	27,00	26,6; 28,4		
angelassen	10,08	11,0; 11,1	12,60	12,06
Silber, ausgezogen	29,00	29,6		
angelassen	16,02	16,3; 16,5	14,00	16,00

1) Es möchte hier auch wohl an W. Weber's Bemerkung zu erinnern seyn, daſs man manche Eigenthümlichkeiten der Elasticität besser und deutlicher an Substanzen, wie Seide, studiren könne, als an den verhältniſsmäſsig wenig elastischen Metallen. S. Ann. Bd. XXXIV S. 247 und Bd. LIV S. 1. P.

	langsames Reiſsen	plötzliches Reiſsen	bei 100° C.	bei 200° C.
Zink, destillirt., gegossen	1,50			
gewöhnl., ausgez.	12,80	15,77		
angelassen		14,40	12,20	7,27
Palladium, ausgezogen .		27,20		
angelassen . .	27,40			
Kupfer, ausgezogen . . .	40,30	41,00		
angelassen. . . .	30,54	31,55; 31,68	22,10	
Platin, ausgezogen	34,10	35,0		
angelassen	23,50	25,8; 27,7	22,60	19,70
Eisen, ausgezogen	61,10	62,5; 65,1		
angelassen.	46,88	50,25	51,10	46,90
Guſsstahl, ausgezogen . .		83,80		
angelassen . .	65,70			
Stahldraht, ausgezogen .	70,00	85,9; 99,1		
angelassen . .	40,00	53,90	59,10	50,90
Antimon, gegossen		0,65; 0,70		
Wismuth, gegossen . . .		0,97		

Man sieht, daſs das Anlassen den Widerstand beim Reiſsen sehr bedeutend verringert, während es zugleich die Verlängerungsmaxima vergröſsert. Eine Temperaturerhöhung bis 200° C. verändert diese Gröſsen nicht merklich.

Die Werthe dieser Gröſsen beruhen so zu sagen auf der Nichthomogenität der dem Versuch unterworfenen Metalle, denn ein vollkommen homogener Draht muſs sich bis ins Unendliche ausfädeln, oder vielmehr, wenn die Theilchen einen solchen Abstand erreicht haben, daſs, wenn man sie noch weiter trennt, die Resultante der Molecularkräfte kleiner wird als die angewandten Belastungen, darf er nicht an Einer Stelle reiſsen, sondern muſs gänzlich zu Pulver zerfallen. Diese Angaben können für die Praxis einen groſsen Werth haben, sind aber nicht geeignet uns über die Natur der Molecularkräfte aufzuklären.

IV. Elasticitätscoëfficienten und Schallgeschwindigkeiten bei 15 bis 20° C.

	Elasticitätscoëfficienten nach			Schallgeschwindigkeiten nach			Specif. Gewicht
	Längs- schwingungen	Quer- schwingungen	Verlängerungen	Längs- schwingungen	Quer- schwingungen	Verlängerungen	
Blei, gegossen	1993,4	1985,2	1775,0	3,974	3,966	3,561	11,215
ausgezogen	2278,0	1781,2	1803,0	4,257	3,764	3,787	11,169
angelassen	2146,0	1854,2	1727,5	4,120	3,841	3,697	11,232
gerissen		1788,6			3,749		11,308
Zinn, ausgezogen	4006,0	3839,7		7,480	6,829		7,313
angelassen	4418,0	3703,4		7,338	6,719		7,290
gewöhnliches, gegossen	4643,0	4172,0		7,465	7,076		7,404
ausgezogen	4564,0	4148,0		7,401	7,086		7,342
gerissen		3918,0			6,909		7,293
Kadmium, ausgezogen	6090,3	5424,0		7,903	7,456		8,665
angelassen	4241,0	5313,0		6,651	7,444		8,520
gerissen		4084,0			6,518		8,541
Gold, ausgezogen	8599,0	8644,6	8131,5	6,424	6,441	6,247	18,514
angelassen	6372,0	5989,0	5584,6	5,603	5,432	5,245	18,035
gerissen		5833,0			5,212		19,077
Silber, ausgezogen	7576,0	7820,4	7357,7	8,057	8,186	7,940	10,369
angelassen	7242,0	7533,0	7140,5	7,903	8,060	7,847	10,304
gerissen		7648,0			8,115		10,320
Zink, destillirtes, gegossen in Sand	7536,0	6778,0		9,683	9,188		7,134
in einer Form	9338,0	9423,0	9021,0	10,774	10,823	10,591	7,146
gewöhnliches, ausgezogen	9555,0	8793,6	8734,5	11,007	10,560	10,524	7,008
angelassen	9292,0	9641,0		10,814	11,016		7,060

	Elasticitätscoëfficienten nach Längs-schwingungen	Elasticitätscoëfficienten nach Quer-schwingungen	Elasticitätscoëfficienten nach Verlängerungen	Schallgeschwindigkeiten nach Längs-schwingungen	Schallgeschwindigkeiten nach Quer-schwingungen	Schallgeschwindigkeiten nach Verlängerungen	Specif. Gewicht
Zink, gerissen		9324,0			10,822		6,997
Palladium, ausgezogen		12395	11759		10,066	9,804	11,350
angelassen		11281	9789,0		9,450	8,803	11,225
Kupfer, ausgezogen	12536	12513	12449	11,167	11,157	11,128	8,933
angelassen	12540	11833	10519	11,167	10,847	10,703	8,936
gerissen		12040			10,970		8,890
Platindraht, dünner	16176	15928		8,241	8,177		21,166
angelassen	14292	14373		7,823	7,845		20,753
mittlerer	17165	17153	17044	8,467	8,456	8,437	21,275
angelassen	15611	15355	15518	8,111	8,045	8,087	21,083
dicker	16159	15814		8,218	6,130		21,259
angelassen	15560	15683		8,074	8,106		21,207
gerissen		16748			8,421		20,987
Eisen (Berry) ausgezogen	19903	18547	20869	15,108	14,584	15,472	7,748
angelassen	19925	19410	20794	15,108	14,913	15,433	7,757
gerissen		17538			14,179		7,751
Eisendraht, gewöhnl.			18613			14,798	7,553
Guſsstahl, ausgezogen	19823	18247	19549	15,108	14,495	15,003	7,717
angelassen	19828	18811	19561	15,108	14,716	15,006	7,919
gerissen		16728			13,965		7,710
Stahldraht, engl., ausgezogen	19445	20714	18809	14,961	15,442	14,716	7,718
angelassen	19200	21070	17278	14,961	14,673	14,193	7,622
gerissen		16728			13,965		7,710
Eisendraht, gewöhnl., blau angelass.			18045			14,700	7,420

V. Elasticitätscoëfficienten und Schallgeschwindigkeiten der angelassenen Metalle bei 10 bis 15, bei 100 bis 200° C.

	Bei 10 bis 15° C.			Bei 100° C.			Bei 200° C.		
	Dichte	Elasticitäts-coëfficienten	Schallgeschwind.	Dichte berechnet	Elasticitäts-coëfficienten	Schallgeschwind.	Dichte berechnet	Elasticitäts-coëfficienten	Schallgeschwind.
Blei	11,232	1727	3,697	11,075	1630	3,616			
Gold	18,035	5584	5,245	17,953	5408	5,174	17,873	5482	5,221
Silber	10,304	7140	7,847	10,245	7274	7,943	10,187	6374	7,456
Kupfer	8,936	10519	10,703	8,891	9827	9,910	8,840	7862	8,890
Platin	21,083	15518	8,087	21,027	14178	7,740	20,969	12964	7,412
Eisen	7,757	20794	15,433	7,729	21877	15,859	7,696	17700	14,295
Eisendraht, gewöhnl. . .	7,553	18613	14,798	7,543	19995	15,347			
Gufsstahl	7,719	19561	15,006	7,694	19014	14,819	7,669	17926	14,412
Stahldraht, engl.	7,622	17278	14,193	7,597	21292	15,781	7,573	19278	15,040
Stahldraht, blau angel. .	7,420	18045	14,700	7,410	18977	15,085			

VI. Elasticitätscoëfficienten und Schallgeschwindigkeiten der nichtangelassenen Metalle bei 10 und —15° C.

	Bei +10° C.			Bei —15° C.		
	Dichte	Elasticitäts-coëfficienten	Schallgeschwind.	Dichte berechnet	Elasticitäts-coëfficienten	Schallgeschwind.
Gold	18,889	8603	6,362	18,896	9351	6,631
Silber	10,458	7411	7,935	16,463	7800	8,139
Palladium	10,661	10289	9,261	10,664	10659	9,424
Platin	20,513	15647	8,233	20,518	16224	8,382
Kupfer	8,906	12200	11,042	8,910	13052	11,399
Eisendraht, gewöhnl . . .	7,553	18613	14,798	7,555	17743	14,446
Stahl, blau angelassen .	7,420	18045	14,700	7,422	17690	14,553
Messing	8,247	9005	9,744	8,431	9782	10,154

Vergleicht man in Taf. IV die Schallgeschwindigkeiten, die durch Verlängerungen erhalten sind, mit denen, die aus transversalen und longitudinalen Schwingungen hervorgehen, so findet man die letzteren beständig gröſser; bloſs das Eisen macht eine Ausnahme. Diese Verschiedenheit entspringt daraus, daſs bei den longitudinalen und transversalen Schwingungen wirklich Wärme entwickelt, und dadurch in starren, wie in gasförmigen Körpern, die Schallgeschwindigkeit beschleunigt wird. Der Schall entspringt daher aus Wellen mit Condensation, und man wird das Verhältniſs zwischen der wahren und der aus Verlängerung hergeleiteten Geschwindigkeit benutzen können, um das Verhältniſs der specifischen Wärme unter constantem Druck zu der bei constantem Volum zu finden. Hr. Duhamel hat die genaue Formel gegeben, mittelst deren man dieſs Verhältniſs finden kann. [1])

Ist v' die wahre, mittelst Längsschwingungen gefundene Geschwindigkeit, v die theoretische, und k das Verhältniſs der specifischen Wärme unter constantem Druck zu der bei constantem Volum, so hat man:

$$k = 1{,}8\frac{v'^2}{v^2} - 0{,}8$$

woraus folgende Zahlen hervorgehen:

	k bei 15 bis 20°		k bei 15 bis 20°
Blei, gegossen	1,4417	Kupfer, ausgezogen .	1,0158
ausgezogen . . .	1,2718	angelassen .	1,1595
angelassen . . .	1,4356	Eisen, ausgezogen . .	1,0128
Silber, ausgezogen .	1,0524	angelassen . .	1,0106
angelassen . .	1,0257	Guſsstahl, ausgezogen	1,0252
Gold, ausgezogen . .	1,1035	angelassen	1,0245
angelassen . . .	1,2540	Stahldraht, ausgezog.	1,0605
Zink, destill., gegoss.	1,0628	angelass.	1,2001
gewöhnl. ausgz.	1,1690		

Wie man sieht, ist dieſs Verhältniſs im Allgemeinen gröſser bei den angelassenen Metallen. Der von Herrn

1) *Journ. de l'Ecole Polytechn., Cah. XXV p.* 19.

Regnault beobachtete Unterschied in der Wärmecapacität der gehärteten und angelassenen Metalle entspringt vielleicht aus einer Aenderung in diesem Verhältniſs.

Man findet die Wärmecapacitäten bei constantem Volum, wenn man die bekannten Capacitäten unter constantem Druck dividirt durch vorstehende Zahlen. Allein die Producte, welche man durch Multiplication derselben mit den Atomgewichten erhält, zeigen beträchtliche Unterschiede. Es scheint also, als seyen die durch unsere Methoden erhaltenen Geschwindigkeiten noch nicht genau genug um zu dieser Berichtigung dienen zu können. Man müſste zu diesem Ende mit so langen Stäben experimentiren, daſs man ihre longitudinalen Schwingungen leicht zählen könnte.

Der Elasticitätscoëfficient ist ein Element, welches den Rechnungen als Grundlage dienen kann. Man erhält ihn durch genaue, mannigfache und fast instantane Versuche. Zwar muſs die unvollkommene Homogenität der Metalle einen gewissen Einfluſs auf den Werth desselben ausüben; allein wenn auch diese Fehlerquelle von groſser Wichtigkeit war, so konnte sie doch die nach drei verschiedenen Methoden erhaltenen Resultate nicht um dieselbe Gröſse und in demselben Sinne modificiren. Die Uebereinstimmung dieser Zahlen beweiſst also, daſs man sich derselben als eines ersten Grades von Annäherung wird bedienen können, wenn man die kleinen Unterschiede der Elasticität und Dichtigkeit vernachlässigt, die im Innern selbst nicht krystallisirter Substanzen vorkommen.

Betreffend den Einfluſs der Wärme, so zeigen die Tafeln V und VI, daſs die Elasticitätscoëfficienten in stetiger Weise abnehmen von — 15° C. bis + 200° C. Indeſs verhalten sich Eisen und Stahl ganz anders. Ihre Elasticität nimmt zu, statt ab, von — 15° bis + 100° C.; allein bei 200° ist sie nicht bloſs geringer als bei 100°, sondern bisweilen gar geringer als bei gewöhnlicher Tem-

peratur. Gehört nun dieser unregelmäſsige Gang dem Metalle selbst an, oder muſs man ihn den fremdartigen Beimischungen desselben, z. B. der Kohle, den Silicaten u. s. w. zuschreiben? Daſs läſst sich für jetzt nicht entscheiden.

X. — Mehre Mathematiker haben für den Elasticitätscoëfficienten Ausdrücke gefunden, in welche die Molecularkräfte als unbekannte Functionen des Wirkungskreises der Molecüle eintreten. Man betrachtet dabei die Körper als Haufwerke von Theilchen, die in Bezug auf ihre Zwischenräume sehr klein sind, verknüpft mit einander durch eine Anziehungskraft und gehalten von einander durch die Abstoſsung der Wärme oder irgend eine andere Abstoſsungskraft. Die Resultante dieser beiden Kräfte ist eine unbekannte Function des Abstandes, die sehr rasch abnimmt und, so wie der Abstand eine merkliche Gröſse erlangt, unendlich klein wird. Man nimmt überdieſs an, daſs der Radius des Wirkungskreises ein sehr groſses Multiplum von dem mittleren Abstand der Molecüle ist. Von diesen Voraussetzungen ausgehend, ward Poisson zu der Formel geführt:

$$\frac{N}{\delta} = \frac{2\pi}{3} \sum_{r=\alpha}^{r=\infty} \frac{r^5}{\alpha^5} \frac{d\frac{1}{r}fr}{dr}$$

In dieser Formel ist N eine constante, auf der Oberfläche des Körpers lothrechte Kraft, δ die von ihr bewirkte proportionale lineare Dilatation oder Contraction, r der Wirkungsradius eines Molecüls, α der mittlere Abstand zweier benachbarten Molecüle und fr die Function, durch welche man das Gesetz der molecularen Resultante ausgedrückt annimmt.

Bei den gewöhnlichen Versuchen wirkt die Kraft nur an den beiden Enden eines Prisma, und wenn q das Verhältniſs der Kraft zu der erzeugten linearen Verlängerung oder Verkürzung genannt wird, ist dasselbe die Hälfte des vorstehenden. Man hat also:

$q=$

$$q=\frac{\pi}{3}\sum_{r=\alpha}^{r=\infty}\frac{r^5}{\alpha^5}\,\frac{d\frac{1}{r}fr}{dr}$$

worin q der vom Versuch gegebene Elasticitätscoëfficient ist.

Um den Werth von α für jedes Metall zu finden, wollen wir annehmen, daſs die Gewichte der Molecüle der chemisch einfachen Körper ausgedrückt werden durch deren Atomgewichte. Man weiſs, wie wahrscheinlich diese Hypothese geworden ist durch das Dulong-Petit'sche Gesetz der specifischen Wärmen und durch die Arbeiten des Hrn. Regnault. Seitdem haben die HH. Avogadro und Baudrimont zu beweisen gesucht, daſs die aus den specifischen Wärmen abgeleiteten Aequivalente die wahren Ausdrücke für das Gewicht der Molecüle seyen [1]). Sei S das specifische Gewicht eines einfachen Körpers, A das Gewicht eines seiner Molecüle, α der mittlere Abstand zwischen denselben, so wird man haben

$$\alpha=\left(\frac{S}{A}\right)^{-\frac{1}{3}}$$

Die folgende Tafel enthält die Metalle geordnet nach dem Werth von α; für q habe ich den Werth genommen, der sich aus der Verlängerung ergiebt. Im Fall, wo man den Coëfficienten nicht durch Verlängerung bestimmen kann, wie beim Kadmium und Zinn und überhaupt bei allen Metallen nach dem Reiſsen, bediente ich mich des aus den Querschwingungen hervorgehenden Coëfficienten. Diese Zahlen, obwohl wegen der entwickelten Wärme etwas zu groſs, können doch annähernd zu dieser Rechnung benutzt werden.

1) Bei den Metallen, mit denen ich arbeitete, fallen diese Aequivalente mit den chemischen Aequivalenten zusammen, ausgenommen beim Silber, für dessen Atom ich übereinstimmend mit den Untersuchungen des Hrn. Regnault, die Zahl 675,803 angenommen hatte. Ueberdieſs habe ich für Stahl und Eisen ein gleiches Atomgewicht angenommen, und den chemischen Unterschied beider vernachlässigt.

	S	A	$\log \alpha$	q	$\log q\alpha^7$	Log. des Mittelwerths v. $q\alpha^7$
Blei, gegossen	11,215	1294,498	0,684733	1775	8,04233	
ausgezogen	11,169		0,688030	1803	8,07221	8,05469
angelassen	11,232		0,687213	1727	8,04778	
gerissen	11,038		0,686240	1788	8,05605	
Zinn, rein	7,313	735,294	0,667453	3839	8,25637	
angelassen	7,290		0,667910	3703	8,24397	
gewöhnl., gegossen	7,404		0,665663	4172	8,27998	8,26715
ausgez. .	7,342		0,666883	4148	8,28602	
gerissen	7,293		0,667850	3918	8,26801	
Kadmium, ausgezogen .	8,665	696,770	0,635063	5424	8,17976	
angelassen . .	8,520		0,637507	5313	8,18789	8,14944
gerissen . . .	8,541		0,637150	4084	8,07114	
Gold, ausgezogen	18,514	1243,013	0,608990	8131	8,17307	
angelassen	18,035		0,612783	5584	8,03643	8,07533
gerissen	19,077		0,604320	5833	7,99613	
Silber, ausgezogen . . .	10,369	675,803	0,600783	7357	8,07218	
angelassen	10,304		0,601693	7140	8,06555	8,07737
gerissen	10,320		0,601470	7648	8,09384	
Zink, rein, gegossen . .	7,146	403,226	0,583830	9021	8,04206	
gemein. ausgezog.	7,008		0,586653	8734	8,04778	8,06002
angelassen	7,060		0,586880	9641	8,09228	
Palladium, ausgezogen .	11,539	665,900	0,58936	11759	8,19589	8,16337
angelassen. .	11,225		0,59107	9789	8,12823	
Platin, ausgezogen . . .	21,259	1233,499	0,587867	15814	8,31411	
angelassen	21,207		0,588220	15683	8,31297	
ausgezogen . . .	21,275		0,587757	17044	8,34587	
angelassen	21,083		0,589070	15518	8,31433	8,31789
ausgezogen . . .	21,166		0,588500	15928	8,32167	
angelassen	20,753		0,591353	14373	8,29702	
gerissen	20,987		0,589730	16748	8,35207	
Kupfer, ausgezogen . . .	8,933	395,695	0,548790	12450	7,93670	
angelassen . . .	8,936		0,548743	10519	7,86318	7,91020
gerissen.	8,890		0,549490	12040	7,92706	
Eisen, ausgezogen . . .	7,748	339,205	0,547090	20869	8,14913	
angelassen	7,757		0,546923	20794	8,14639	
gerissen	7,751		0,547035	17538	8,07322	
Eisendraht, gemein. . . .	7,553		0,550780	18613	8,12528	
Guſsstahl, ausgezogen .	7,717		0,547670	19549	8,12482	8,11330
angelassen . .	7,719		0,547633	19561	8,12482	
Stahldraht, ausgezogen .	7,718		0,547653	18809	8,10794	
angelassen .	7,622		0,549463	17278	0,08373	
gerissen . . .	7,710		0,547805	16728	8,05808	
Stahldraht, blau angelass.	7,420		0,553353	18045	8,12981	

Man sieht zunächst, daſs für ein selbes Metall, alle Umstände, welche die Werthe von α verringern, die von q vergröſsern, und daſs überdieſs die Metalle in Bezug auf α und

auf q eine umgekehrte Ordnung befolgen, d. h. daſs die Elasticitätscoëfficienten der verschiedenen Metalle desto gröſser sind, als die Molecüle einander näher liegen. Bloſs das Platin macht Ausnahme; nach seinem Werthe von α müſste es einen kleinern Elasticitätscoëfficienten haben als Kupfer; diese Anomalie erklärt sich vielleicht durch seine gröſsere Homogenität, erzeugt durch die mechanische Behandlung, der man es, um es compact zu machen, unterworfen hat.

Die sechste Spalte enthält die Werthe von $\log q\alpha^7$; ich habe mich durch Probiren überzeugt, daſs dieſs Product für ein und dasselbe Metall fast constant ist. Die letzte Spalte enthält endlich den Logarithmen des Mittels der Werthe von $q\alpha^7$ für jedes Metall.

Dieses Mittel ist noch beinahe dasselbe für Blei, Kadmium, Silber, Gold, Zink, Palladium, Eisen und Stahl; aber sein Werth ist kleiner für Kupfer und gröſser für Zinn und Platin.

Wäre der Werth von $q\alpha^7$ nahezu constant für alle Metalle, so würde man im Allgemeinen haben

$$C\alpha^{-2} = \frac{\pi}{3} \sum_{r=\alpha}^{r=\infty} r^5 \frac{d\frac{1}{r} fr}{dr}$$

was, wenn man mit C alle Constanten zusammenfaſst, zu der Function $fr = r^{-5}$ führen würde.

Allein die Ergebnisse der Erfahrung erlauben nicht, diesen Schluſs zu ziehen, denn man wird sogleich durch die bei höherer Temperatur angestellten Versuche ersehen, daſs die resultirende Molecularfunction auch die Temperatur enthalten muſs.

Man ist also nur zum Schluſs berechtigt, daſs die Function fr wirklich, wie man es voraussetzt, in den Rechnungen weit stärker abnimmt, als nach dem umgekehrten Verhältniſs der quadrirten Abstände, und daſs sie für gewöhnliche Temperaturen in einem Verhältniſs abnimmt, das

wenig von dem umgekehrten der fünften Potenz der Abſtände abweicht.

Unterſuchen wir jetzt die Reſultate der Verſuche bei höherer Temperatur:

	Temp.	*S*	*A*	*log α*	*q*	*log q α*[7]
Blei	100°	11,075	1249,498	0,689256	1630	8,03694
Gold	100	17,953	1243,013	0,613447	5408	8,02717
dito	200	17,873	- -	0,614093	5482	8,03759
Silber	100	10,245	675,803	0,606437	7274	8,10683
dito	200	10,187	- -	0,607257	6374	8,05521
Kupfer	100	8,891	395,695	0,549473	9827	7,83873
dito	200	8,840	- -	0,550307	7862	7,74768
Platin	100	21,027	1234,499	0,589453	14178	8,27779
dito	200	20,969	- -	0,589853	12964	8,24171
Eiſen	100	7,729	339,205	0,547449	21877	8,17213
dito	200	7,696	- -	0,548065	17700	8,08443
Guſsſtahl	100	7,694	- -	0,548105	19014	8,11580
dito	200	7,669	- -	0,548575	17926	8,09350
Stahldraht . . .	100	7,597	- -	0,549942	21292	8,17781
dito . . .	200	7,573	- -	0,550399	19278	8,13786

Vergleicht man dieſe Zahlen mit denen der vorhergehenden Tafel, ſo ſieht man, daſs die Elaſticität mit zunehmender Temperatur abnimmt, in einem gröſseren Verhältniſs als es vermöge der bloſsen Ausdehnung geſchehen müſste. Es ſind indeſs Verſuche in einem gröſseren Maaſsſtabe erforderlich, um die Elaſticität der Metalle in Function ihrer Temperatur auszudrücken.

Was die Verſuche bei niedern Temperaturen betrifft, ſo würde es unnütz ſein, ſie in Rechnung zu ziehen; die Unterſchiede in Dichtigkeit und Elaſticität ſind zu klein, als daſs ſie zu irgend einem Reſultate führen könnten.

Ich füge noch die Bemerkung hinzu, daſs die Metalle den Schall, was ſeine Stärke betrifft, deſto beſſer fortpflanzen müſſen, als ihre Theilchen einander näher liegen; dieſe Eigenſchaft liefert alſo ein zweites Mittel unſere Hypotheſe zu prüfen. Der gänzliche Mangel eines ſcharfen Mittels zur Meſſung der Stärke des Schalls verhindert uns aber leider, die Theorie in dieſer Beziehung numeriſch mit der Erfahrung zu vergleichen. Indeſs hat

Perolle annähernde Versuche gemacht; er reiht die Metalle, was ihre Leitungsfähigkeit für den Schall betrifft, in abnehmender Ordnung so aneinander: Eisen, Kupfer, Silber, Gold, Zinn, Blei. Man sieht: dieſs ist dieselbe Ordnung, wie die, welche die Metalle hinsichtlich der Nähe ihrer Molecüle befolgen.

Folgerungen.

Unabhängig von jeder Hypothese kann man aus vorstehenden Versuchen folgende Schlüsse ziehen:

1) Der Elasticitätscoëfficient ist nicht constant für ein und dasselbe Metall; alle Umstände, welche die Dichtigkeit erhöhen, machen ihn gröſser, und so umgekehrt.

2) Längs- und Querschwingungen führen beinahe zu einem gleichen Elasticitätscoëfficienten.

3) Schwingungen führen zu einem gröſseren Elasticitätscoëfficienten, als man durch Verlängerung erhält. Dieſs entspringt aus der durch die Wärmeerregung erzeugten Beschleunigung der Bewegung.

4) Demgemäſs rührt der Schall in starren Körpern von Wellen mit Verdichtung her; und mittelst der von Hrn. Duhamel gegebenen Formel kann man sich des Verhältnisses zwischen der theoretischen und der wirklichen Schallgeschwindigkeit bedienen, um das Verhältniſs der specifischen Wärme unter constantem Druck zu der bei constantem Volum zu finden. Dieſs Verhältniſs ist gröſser für die angelassenen Metalle als für die nichtangelassenen.

5) Der Elasticitätscoëfficient nimmt mit steigender Temperatur fortwährend ab, von —15° C. bis +200° C., und zwar in einem rascheren Verhältnisse als sich aus der entsprechenden Ausdehnung ergäbe. Dieſs gilt von allen Metallen, mit Ausnahme des Stahls und Eisens. Wenn man für jene die Temperaturen zu Abscissen und die entsprechenden Elasticitätscoëfficienten zu Ordinaten nimmt, so sieht man die Curven, welche den Gang der Elastici-

tät in Function der Temperaturen vorstellen, steigen von — 15° C. bis + 100° C., dann, zwischen 100° und 200° sich einbiegen.

6) Die Magnetisirung verändert die Elasticität des Eisens nicht merklich. [1])

7) Die Verlängerung von Stäben und Drähten durch Belastungen verändert die Dichtigkeit derselben nur wenig; es muſs also auch der Elasticitätscoëfficient in den verschiedenen Gleichgewichtslagen nur wenig variiren. Wirklich ist dieſs auch der Fall, so lange die Belastungen nicht derjenigen nahe kommen, welche das Abreiſsen bewirkt. Das Gerstner'sche Gesetz bestätigt sich also bei allen Metallen, die, nachdem sie ihre Elasticitätsgränze überschritten haben, noch beinahe eine Gleichgewichtslage erreichen.

8) Die bleibenden Verlängerungen erfolgen nicht sprung- oder ruckweise, sondern stetig; modificirt man die Belastung und die Dauer ihrer Wirkung zweckmäſsig, so kann man beliebig jede bleibende Veränderung hervorbringen.

9) Eine wahre Elasticitätsgränze giebt es nicht, und wenn man bei den ersten Belastungen keine bleibende Verlängerung beobachtet, so geschieht es nur, weil man sie nicht eine hinlängliche Zeit hat wirken lassen, und weil der Stab, der dem Versuche unterworfen ward, in Bezug auf die Empfindlichkeit des Meſswerkzeuges zu kurz ist.

Die Werthe des Verlängerungsmaximum und der Cohäsion hängen auch viel von der Operationsweise ab; man findet das erste desto gröſser, und die zweite desto geringer, je langsamer man die Belastungen vergröſsert.

Man sieht, wie viel Willkührliches in der Bestim-

1) Anderweitige Versuche, die ich seitdem angestellt, lassen mich glauben, daſs die Magnetisirung bloſs zu schwach war in Bezug auf die Dicke der untersuchten Stäbe, um die Wirkung derselben beobachten zu können.

mung der kleinsten und gröſsten bleibenden Verlängerung liegt, und es läſst sich nicht, mit Hrn. Lagerhjelm, auf deren Werthe ein Gesetz begründen.

10) Der Zerreiſsungs-Widerstand nimmt durch das Anlassen bedeutend ab. Eine Erhöhung der Temperatur bis 200° C. verringert die Cohäsion der zuvor angelassenen Metalle nicht bedeutend.

Nimmt man nun an, daſs die Gewichte der Molecüle durch ihre Atomgewichte ausgedrückt werden, und daſs überdieſs die Körper so constituirt seyen, wie die Mathematiker voraussetzen, so sieht man, daſs die Erfahrung übereinstimmt mit den Folgerungen aus dem Ausdruck, welchen Poisson für den Elasticitätscoëfficienten gegeben hat. Diese Formel ist:

$$q=\frac{\pi}{3}\sum_{r=\alpha}^{r=\infty}\frac{\frac{r^5}{\alpha^5}\,d\frac{1}{r}fr}{dr}.$$

Nach unserer Hypothese findet man die mittleren Abstände zwischen den Molecülen durch die Formel

$$\alpha=\left(\frac{S}{A}\right)^{-\frac{1}{3}}$$

wenn man bezeichnet: durch S das specifische Gewicht und durch A das Atomgewicht eines Körpers, durch r den gegenseitigen Abstand irgend zweier Molecüle und durch fr die resultirende Function der gegenseitigen Action der molecularen Anziehungskraft und der repulsiven Action der Wärme. Die Folgerungen hieraus sind:

a) q wird gröſser, so wie α abnimmt, und umgekehrt. Man sieht aus Tafel IV, daſs die Condensationen und Dilatationen, welche wir durch mechanische Mittel bewerkstelligen können, zu klein sind, als daſs wir das Verhältniſs zwischen den Aenderungen von α und q mit Sicherheit bestimmen könnten. Indeſs ist das Verhältniſs $q\alpha^7$ sehr nahe constant für ein und dasselbe Metall.

Mit Steigerung der Temperatur nimmt der Coëfficient

q so rasch ab, daſs das Product $q\alpha^7$ immer kleiner wird als bei gewöhnlicher Temperatur. Die Function fr muſs also die Temperatur enthalten.

b) Die verschiedenen Metalle befolgen nicht einerlei Ordnung hinsichtlich der Nähe ihrer Molecüle, der Elasticitätscoëfficienten und ihrer Fähigkeit den Schall zu leiten, was dessen Stärke betrifft (diese Fähigkeit ist durch die Versuche von P e r o l l e nur angenähert bekannt). Bloſs das Platin stellt sich, in Bezug auf den Elasticitätscoëfficienten, zwischen Kupfer und Eisen; während es in Bezug auf gegenseitige Nähe der Molecüle zwischen Zink und Kupfer steht.

c) Das Product aus dem Elasticitätscoëfficienten in die siebente Potenz des mittleren gegenseitigen Abstandes der Molecüle ist gleich für die meisten Metalle. Diese Uebereinstimmung, so weit man es von diesem Annäherungsgrad verlangen kann, ist vollständig für Blei, Kadmium, Gold, Silber, Zink, Palladium und Eisen; allein das Kupfer giebt ein etwas geringeres, und das Zinn und das Platin ein beträchtlich gröſseres Product als die übrigen Metalle.

Wäre diese Uebereinstimmung allgemein, so würde man daraus schlieſsen müssen, daſs die Resultante der molecularen Anziehung und der thermischen Abstoſsung abnehme umgekehrt wie die fünfte Potenz der Abstände.

Allein diese Uebereinstimmung bestätigt sich nicht bei allen Metallen; die Versuche beweisen bloſs, daſs diese Resultante, wie man es in der Rechnung voraussetzt, in der That viel rascher abnimmt als nach dem umgekehrten Verhältniſs des Quadrats der Entfernungen, daſs sie die Temperatur enthält, und daſs sie von der Masse der Molecüle und deren mittleren Abstand unabhängig zu seyn scheint.

II. *Untersuchungen über die Elasticität; von Herrn G. Wertheim.*

Zweite Abhandlung [1]).

Von der Elasticität und Cohäsion der Legirungen.

Ungeachtet ihrer häufigen Anwendung in den Künsten, sind die Legirungen noch nicht in Bezug auf ihre Elasticität untersucht. Nur zwei derselben, das Messing und das Glockenmetall, sind dem Versuch unterworfen, das erstere von Tredgold, Ardant und Savart, das letztere von Tredgold und Bevan.

Die Cohäsion der Legirungen dagegen ist der Gegenstand vieler experimentellen Untersuchungen gewesen, vor allem von Musschenbroek und Karmarsch; allein diese Gattung von Versuchen giebt bekanntlich keine so constante Resultate, daſs man daraus irgend ein Gesetz herleiten könnte. Die Beziehung zwischen den mechanischen Eigenschaften der Legirungen und der chemischen Zusammensetzung derselben ist also ganz unbekannt. Es ist die Untersuchung dieser Beziehung, die mich in gegenwärtiger Abhandlung beschäftigen wird.

In meiner ersten Abhandlung habe ich die Elasticitätscoëfficienten, Schallgeschwindigkeiten, Elasticitätsgränzen, Verlängerungsmaxima und Cohäsionskräfte der einfachen Metalle untersucht und mich bemüht, zwischen den Elasticitätscoëfficienten und den Abständen der Molecüle eine allgemeine Beziehung aufzustellen. Dieselben Versuche nach denselben Methoden habe ich nun bei den Legirungen wiederholt; nur habe ich, da ich mich bereits versichert hatte, daſs longitudinale und transversale Schwin-

1) *Ann. de chim. et de phys. Ser. III T. XII p.* 581.

gungen einen gleichen Elasticitätscoëfficienten geben, diejenige dieser beiden Schwingungsarten angewandt, die sich mir für den zum Versuche genommenen Stab am besten zu eignen schien.

Ich bereitete die Legirungen theils aus den reinen Metallen, die zu meinen ersten Versuchen dienten, theils mit den reinsten Metallen, die im Handel vorkommen. Diese Metalle, zuvörderst in Pulverform gemischt, wurden während ihrer Schmelzung mehrmals umgerührt und dann in einer guſseisernen Form von 50 Cent. Länge ausgegossen. Diese Form muſste zuweilen bis zum Rothglühen erhitzt werden, um Stäbe von hinreichender Länge und nur 5 Millimeter Durchmesser, wie sie zu den Versuchen erforderlich waren, gieſsen zu können. Die nicht geschmeidigen Legirungen wurden dann mittelst der Feile genau ajustirt, um dem transversalen Schwingen und dem Reiſsen unterworfen zu werden. Die dehnbaren Legirungen wurden im Drahteisen bis zur Länge von 1 Meter ausgezogen und dann mittelst Längsschwingungen und mittelst der bis zum Abreiſsen fortgesetzten Dehnung untersucht. Elasticitätscoëfficient und Schallgeschwindigkeit wurden demnach bei jeder Legirung wenigstens mittelst einer Methode gefunden und bei den meisten von ihnen auch Elasticitätsgränze, Verlängerungsmaximum und Zähigkeit untersucht.

Die Dichtigkeit nahm ich zuvörderst bei jeder Legirung in dem Zustand, in welchem sie zur Bestimmung des Elasticitätscoëfficienten diente. Ich war genöthigt, alle Legirungen chemisch zu analysiren, obwohl ich sie alle aus ihren Bestandtheilen nach dem Verhältnisse der Atomgewichte oder deren einfachsten Multiplen zusammengeschmolzen hatte; denn dieſs Verhältniſs wurde trotz aller Vorsichtsmaaſsregeln gestört durch ungleiche Oxydation oder theilweise Verflüchtigung eines der Bestandtheile; oft war ich genöthigt, die rationelle Formel nach dem Resultat der Analyse abzuändern. Oft wiederholte ich die Analyse mit beiden Enden eines und desselben Stabes, um

mich von der Gleichförmigkeit der Legirung zu überzeugen. Dieſs ist besonders nöthig bei gegossenen Stäben, die aus Metallen von sehr verschiedenem specifischem Gewicht zusammengesetzt sind. In der That war ich genöthigt, eine ziemlich groſse Zahl von Stäben fortzuwerfen, da sie an beiden Enden zu groſse Unterschiede in ihrer Zusammensetzung darboten. Diese Nicht-Homogenität verräth sich übrigens bei den meisten von ihnen schon durch Ungleichheit der Farbe und Schmiedbarkeit.

Anlangend die Legirungen, in welche kostbare Metalle eintreten, so konnte ich sie nur selten in einfachen atomistischen Verhältnissen anwenden; denn da ich sie nicht in so groſsen Massen darzustellen vermochte, um sie gieſsen zu können, so muſste ich vor allem darauf sehen, eine geschmeidige Legirung zu erhalten. Auſser den Legirungen von theoretischem Interesse untersuchte ich die vorzüglichsten der in den Künsten angewandten, wie Messing, Tombak, Tamtam, gehärtet und nicht, Packfong, Schriftmetall u. s. w. Folgendes sind nun die Resultate dieser Versuche.

Die Bezeichnungen haben dieselbe Bedeutung wie in der ersten Abhandlung.

A. Binäre Legirungen.

I. Blei und Zinn.

1) $Pb_{16}\ Sn_{13}$.

	berechnet	zerlegt
Blei	68,42	68,50
Zinn	31,58	31,50

$d=10{,}073$ $\varepsilon=2{,}054$
$l'=1000$ $s=161$ $n'=795$ $q=2495{,}7$ $v=4{,}786$.

p	L'	L	$a+a'$
0,0		839,79	
0,2	842,14	841,98	2,798
0,3	850,27	850,08	12,474
0,4	858,47	858,02	22,232
0,5	871,41	871,75	40,003

$P_t<0{,}2$; $A=0{,}552$; $t=0{,}93$.

2) Pb. Sn.

(Schnellloth)	berechnet	zerlegt I.	zerlegt II.	Mittel
Blei . .	63,77	63,76	65,02	64,39
Zinn . .	36,23	36,24	34,98	35,61

$d=9,408$ $\varepsilon=2,324$
$l'=1000$ $s=145,5$ $n'=879,7$ $q=2969$ $v=5,295$.

P	L'	$a+a'$
0,00	853,99	
0,02	858,26	4,996
0,68	1444,42	690,803
1,09	1553,02	817,865

$P<0,2$; $A=2,077$; $t=2,46$.

3) Pb_3 Sn_7.

	berechnet	zerlegt
Blei . .	43,01	43,42
Zinn . .	56,99	56,58

$d=8,750$ $\varepsilon=1,963$
$l'=1000$ $s=129$ $n'=992,2$ $q=3512,6$ $v=5,973$.

P	L'	L	$a+a'$
0,0		768,58	
0,2	771,11	771,00	3,318
0,4	778,85	778,54	13,389
0,6	839,27	838,84	92,006

$P<0,1$; $A=1,591$; $t=2,07$.

4) Pb_2 Sn_7.

	berechnet	zerlegt I.	zerlegt II.	Mittel
Blei . .	33,47	34,73	31,23	32,98
Zinn . .	66,53	65,27	68,77	67,02

$d=8,378$ $\varepsilon=2,190$
$l'=1000$ $s=123$ $n'=1040,7$ $q=3700,2$ $v=6,265$.

P	L'	L	$a+a'$
		821,10	
0,2	822,42	822,33	1,607
0,4	826,36	826,02	6,406
0,6	838,64	838,13	21,361

$P<0,2$; $A=0,340$; $t=1,07$.

I. Blei und Wismuth.

1) $Pb_{12}\ Bi_7$.

	berechnet	zerlegt
Blei	62,52	62,44
Wismuth . .	37,48	37,56

$d=11{,}037$ $\varepsilon=1{,}972$

$l=1000$ $s=191$ $n'=670$ $q=2021$ $v=4{,}034$.

p	L'	L	$a+a'$
0,0		790,78	
0,2	791,24	791,12	0,574
0,4	792,03	791,66	1,561
0,6	793,35	792,92	3,209
0,8	802,90	802,35	15,135

$Pt<0{,}2$; $A=0{,}262$; $t=1{,}52$.

2) Pb Bi.

	berechnet	zerlegt
Blei	49,32	48,60
Wismuth . .	51,68	51,40

$d=10{,}790$ $\varepsilon=1{,}109$

$l'=970$ $s=174{,}5$ $n'=733{,}5$ $q=2367{,}3$ $v=4{,}415$.

p	L'	L	$a+a'$
0,0		844,69	
0,1	844,74	844,40	0,059
0,2	846,24	845,82	1,835
0,4	849,65	848,87	5,765
0,6	958,47	957,21	134,697

$Pt=0{,}1$; $A=0{,}440$; $t=1{,}79$.

3) $Pb\ Bi_2$.

	berechnet	zerlegt
Blei	32,73	35,45
Wismuth . .	67,27	64,55

$d=10{,}403$ $\varepsilon=2{,}405$

$l=265$ $N=16{,}332$ $n=15{,}675$ $q=2837{,}7$ $v=4{,}923$.

$A=0{,}025$ $t=5{,}22$.

III. Blei und Antimon.

1) Pb_2 Sb. (Schriftmetall, nach Berthier.)

	berechnet	zerlegt
Blei	76,25	74,27
Antimon . . .	23,75	25,73

$d = 10,101$ $\varepsilon = 4,761$
$l = 322$ $N = 13,685$ $n = 18,706$ $q = 2183$ $v = 4,382$.
$t = 1,87$.

2) Pb Sb.

	berechnet	zerlegt
Blei	61,60	64,51
Antimon . . .	38,39	35,49

$d = 10,064$ $\varepsilon = 2,325$
$l = 253$ $N = 15,850$ $n = 16,151$ $q = 2592$ $v = 4,784$.
$t = 5,59$.

3) Pb Sb_2.

	berechnet	zerlegt
Blei	44,52	43,63
Antimon . . .	55,48	56,37

$d = 8,946$ $\varepsilon = 2,494$
$l = 162$ $N = 5,107$ $n = 50,127$ $q = 3242$ $v = 5,674$.

4) Pb Sb_3.

	berechnet	zerlegt
Blei	34,86	34,99
Antimon . . .	65,14	65,01

$d = 8,499$ $\varepsilon = 2,498$
$l = 166$ $N = 4,996$ $n = 51,240$ $q = 3536$ $v = 6,080$.

IV. Blei und Gold.

Pb_{20} Au.

	berechnet	zerlegt
Blei	95,42	95,56
Gold	4,58	4,44

$d = 11,301$ $\varepsilon = 0,778$
$l = 185$ $N = 28,953$ $n = 8,842$ $q = 2227,8$ $v = 4,185$.
$A = 0,058$ $t = 4,74$.

V. Blei und Silber.

$Pb_3\ Ag_2$.

	berechnet	zerlegt
Blei	74,18	73,64
Silber . . . ,	25,82	26,36

$d = 10{,}743$ $\varepsilon = 0{,}614$
$l = 150$ $N = 19{,}950$ $n = 12{,}832$ $q = 3095$ $v = 5{,}060$.

VI. Blei und Platin.

1) Pb_{85} Pt.

	berechnet	zerlegt
Blei	98,92	98,88
Platin	1,08	1,12

$d = 11{,}473$ $\varepsilon = 1{,}209$
$l = 1000$ $s = 160$ $n' = 757{,}4$ $q = 2684$ $v = 4{,}560$
$P_l = 0{,}4$ bis $0{,}6$ $A = 0{,}026$ $t = 1{,}65$.

2) Pb_6 Pt.

	berechnet	zerlegt
Blei	86,30	87,08
Platin	13,70	12,92

$d = 12{,}207$ $\varepsilon = 2{,}489$
$l = 177$ $N = 7{,}288$ $n = 35{,}126$ $q = 3107{,}5$ $v = 4{,}756$.

VII. Blei und Zink.

1) Pb_6 Zc.

	berechnet	zerlegt
Blei	95,06	95,15
Zink	4,94	4.85

$d = 11{,}199$ $\varepsilon = 4{,}762$
$l = 334{,}5$ $N = 15{,}689$ $n = 16{,}317$ $q = 2144$ $v = 4{,}125$
$A = 0{,}069$ $t = 2{,}75$.

2) Pb_4 Zc.

	berechnet	zerlegt			Mittel
Blei . .	92,77	92,21	90,87	91,94	91,91
Zink . .	7,23	7,09	9,13	8,06	8,09

Diese Legirung war nicht ganz rein, enthielt überdieſs 1,35 Proc. Zinn.

$d=11,172$ $\varepsilon=1,579$

$l'=1000$ $s=17,3$ $n'=739,9$ $q=2493$ $v=4,454$.

p	L'	L	$a+a'$
		777,73	
0,2	777,90	777,77	0,218
0,4	778,04	777,77	0,398
0,6	778,27	777,96	0,693
0,8	778,93	778,44	1,543
1,0	784,89	784,33	9,206

$Pt=0,1$; $A=0,060$; $t=2,02$.

3) Pb_2 Zc.

	berechnet	zerlegt
Blei	86,50	87,90
Zink	13,50	12,10

$d=11,130$ $\varepsilon=1,445$

$l'=1000$ $s=162$ $n'=790$ $q=2833,3$ $v=4,756$.

p	L'	a	$a+a'$
0,0		793,49	
0,2	793,63	793,50	0,176
0,4	793,89	793,68	0,503
0,6	794,12	793,81	0,794
0,8	794,33	793,99	1,058
1,0	794,97	794,49	1,864
1,5	815,31	814,50	28,707

$Pt=0,2$; $A=0,060$; $t=2,02$.

4) Pb Zc.

	berechnet	zerlegt
Blei	76,25	74,72
Zink	23,75	25,28

$d=9,430$ $\varepsilon=2,570$

$l=282$ $N=13,865$ $n=18,464$ $q=4007$ $v=6,145$

$t=3,47$.

5) Pb_2 Zc_3.

	berechnet	zerlegt
Blei	68,15	67,88
Zink	31,85	32,12

$d=$

$d=9{,}043$ $\varepsilon=2{,}549$
$l=287$ $N=10{,}962$ $n=23{,}353$ $q=6647$ $v=8{,}081$
$t=3{,}40$.

6) Pb Zc_5.

	berechnet	zerlegt
Blei	39,10	40,88
Zink	60,90	59,12

$d=8{,}397$ $\varepsilon=1{,}132$
$l=105$ $N=3{,}335$ $n=76{,}762$ $q=6108$ $v=8{,}039$.

7) Pb Zc_{10}.

	berechnet	zerlegt
Blei	24,30	24,31
Zink	75,70	75,69

$d=7{,}910$ $\varepsilon=2{,}556$
$l=262$ $N=8{,}137$ $n=31{,}460$ $q=7352$ $v=9{,}088$
$A=0{,}004$ $t=4{,}4$.

VIII. Blei und Kupfer.

Pb_5 Cu.

	berechnet	zerlegt
Blei	94,24	94,21
Kupfer . . .	5,76	5,79

Vermöge der Unreinheit des Bleis enthielt diese Legirung noch 1,7 Proc. Zinn, die ich indeſs vernachlässigen zu können glaubte.

$d=11{,}165$ $\varepsilon=1{,}224$
$l=185$ $N=18{,}177$ $n=13{,}634$ $q=2112{,}7$ $v=4{,}100$
$A=0{,}043$ $t=2{,}13$.

IX. Zinn und Wismuth.

1) Sn_9 Bi_{10}.

	berechnet	zerlegt
Zinn	33,22	33,23
Wismuth . .	66,78	66,77

$d=8{,}685$ $\varepsilon=2{,}559$
$l=254$ $N=11{,}423$ $n=22{,}410$ $q=3610{,}5$ $v=6{,}078$
$A=0{,}028$ $t=8{,}19$.

2) $Sn_3 Bi_4$.

	berechnet	zerlegt
Zinn	29,31	29,91
Wismuth . .	70,69	70,09

$d=8{,}890$ $\varepsilon=2{,}501$
$l=253$ $N=13{,}147$ $n=19{,}472$ $q=2874{,}5$ $v=5{,}360$
$A=0{,}015$ $t=6{,}63$

X. Zinn und Antimon.

1) Sn_4 Sb.

	berechnet	zerlegt
Zinn	21,52	20,75
Antimon . . .	78,48	79,25

$d=7{,}211$ $\varepsilon=2{,}592$
$l=413$ $N=25{,}707$ $n=9{,}958$ $q=4033$ $v=7{,}050$
$t=8{,}86$.

2) $Sn_8 Sb_5$.

	berechnet	zerlegt
Zinn	59,33	59,52
Antimon . . .	40,67	40,48

$d=7{,}052$ $\varepsilon=2{,}504$
$l=344$ $N=16{,}927$ $n=15{,}124$ $q=4695{,}5$ $v=7{,}692$
$A=0{,}010$ $t=7{,}82$.

3) $Sn_3 Sb_2$.

	berechnet	zerlegt
Zinn	57,76	56,60
Antimon . . .	42,24	43,40

$d=7{,}007$ $\varepsilon=2{,}512$
$l=215$ $N=6{,}260$ $n=40{,}895$ $q=5168$ $v=8{,}096$.

Diese Legirung ist zu spröde, um der Dehnung unterworfen werden zu können.

XI. Zinn und Silber.

Sn_{14} Ag.

	berechnet	zerlegt
Zinn	93,84	93,66
Silber	6,16	6,34

$d=7{,}494$ $\varepsilon=0{,}815$
$l=116$ $N=6{,}308$ $n=40{,}584$ $q=4377$ $v=7{,}204$
$t=4{,}31$.

XII. Zinn und Zink.

1) Sn_2 Zc.

	berechnet	zerlegt
Zinn	78,48	77,11
Zink	21,52	22,89

$d=7{,}366$ $\varepsilon=2{,}090$
$l'=1000$ $s=96$ $n'=1330$ $q=5336{,}4$ $v=8{,}023$
$P_l=0{,}2$ $A=0{,}246$ $t=5{,}78$.

2) Sn_3 Zc_2.

	berechnet	zerlegt
Zinn	73,23	74,31
Zink	26,77	25,69

$d=7{,}255$ $\varepsilon=1{,}602$
$l'=1000$ $s=90$ $n'=1422$ $q=5982$ $v=8{,}560$
$P_l<0{,}2$ $A=0{,}252$.

3) Sn Zc.

	berechnet	zerlegt		Mittel
Zinn . . .	64,58	63,21	63,58	63,40
Zink . . .	35,42	36,79	36,42	36,60

$d=7{,}143$ $\varepsilon=1{,}847$
$l'=1000$ $s=86$ $n'=1488{,}4$ $q=6453$ $v=8{,}959$
$P_l=0{,}2$ bis $0{,}5$ $A=0{,}036$ $t=4{,}68$.

4) Sn_8 Zc_7.

	berechnet	zerlegt
Zinn	43,90	43,51
Zink	56,10	56,49

$d=7{,}193$ $\varepsilon=1{,}436$
$l=187$ $N=7{,}278$ $n=35{,}175$ $q=7113$ $v=9{,}376$
$P_l=0{,}3$ bis $0{,}5$ $A=0{,}124$ $t=2{,}4$.

5) Sn Zc_3.

	berechnet	zerlegt
Zinn	37,81	38,47
Zink	62,19	61,53

$d=6{,}746$ $\varepsilon=2{,}522$
$l=346$ $N=13{,}725$ $n=18{,}652$ $q=6976$ $v=9{,}525$
$P_l=0{,}2$ $A=0{,}082$ $t=4{,}32$.

6) $Sn\,Zc_5$.

	berechnet	zerlegt
Zinn	26,73	26,08
Zink	73,27	73,92

$d=6{,}957$ $\varepsilon=1{,}970$
$l'=853$ $s=68$ $n'=1882$ $q=7314$ $v=9{,}665$
$P_l=0{,}4$ $A=0{,}023$ $t=7{,}52$.

XIII. Zinn und Platin.

$Sn_{50}\,Pt$.

	berechnet	zerlegt
Zinn	96,75	96,77
Platin	3,25	3,23

$d=7{,}578$ $\varepsilon=2{,}481$
$l=185$ $N=4{,}814$ $n=53{,}177$ $q=5309$ $v=7{,}890$
$t=4{,}75$.

XIV. Zinn und Kupfer.

1) $Sn_5\,Cu_6$.

	berechnet	zerlegt
Zinn	60,76	61,07
Kupfer	39,23	38,93

$d=8{,}332$ $\varepsilon=2{,}709$
$l=198$ $N=4{,}936$ $n=51{,}863$ $q=6113$ $v=8{,}074$

2) $Sn\,Cu_2$.

	berechnet	zerlegt
Zinn	48,16	47,90
Kupfer	51,84	52,10

$d=8{,}531$ $\varepsilon=2{,}518$
$l=187{,}5$ $N=4{,}139$ $n=61{,}85$ $q=8280$ $v=9{,}287$.

3) $Sn\,Cu_7$. (Tamtam-Metall).

	berechnet	zerlegt
Zinn	20,97	21,62
Kupfer	79,03	78,38

a) nicht gehärtet.

$d = 8{,}813$ $\varepsilon = 2{,}258$
$l = 367$ $N = 16{,}541$ $n = 15{,}476$ $q = 9784$ $v = 9{,}932.$

b) gehärtet.

$d = 8{,}686$ $\varepsilon = 2{,}274$
$l = 135$ $N = 2{,}484$ $n = 103{,}06$ $q = 7716$ $v = 8{,}884.$

4) $Sn\,Cu_{22}$.

	berechnet	zerlegt
Zinn	7,79	7,87
Kupfer	92,21	92,13

Diese Legirung (eine Art Stückgut) war zu stark erhitzt worden, und dadurch der daraus gegossene Stab an einigen Stellen fehlerhaft. Die folgenden Zahlen sind also wahrscheinlich unrichtig.

a) nicht gehärtet.

$d = 8{,}738$ $\varepsilon = 2{,}274$
$l = 282$ $N = 10{,}603$ $n = 24{,}144$ $q = 8115$ $v = 9{,}085.$

b) gehärtet.

$d = 8{,}537$ $\varepsilon = 2{,}300$
$l = 163{,}5$ $N = 3{,}823$ $n = 66{,}963$ $q = 6734$ $v = 8{,}372.$

XV. Zinn und Eisen.

1) $Sn_{20}\,Fe$.

	berechnet	zerlegt
Zinn	97,70	97,78
Eisen	2,30	2,22

$d = 7{,}266$ $\varepsilon = 1{,}020$
$l = 300$ $N = 31{,}458$ $n = 8{,}138$ $q = 4881$ $v = 7{,}726$

2) $Sn_{11}\,Fe$.

	berechnet	zerlegt
Zinn	95,98	96,03
Eisen	4,02	3,97

$d=7{,}418$ $\varepsilon=1{,}426$
$l'=884$ $s=88$ $n'=1454{,}5$ $q=5001$ $v=7{,}740$
$t=2{,}4$.

XVI. Silber und Palladium.

$Ag_2\ Pd_3$.

	berechnet	zerlegt
Silber	40,36	38,10
Palladium . .	59,64	61,90

(Legirung zum Gebrauch der Zahnärzte).
$d=10{,}903$ $\varepsilon=0{,}527$
$l=115$ $N=7{,}655$ $n=33{,}442$ $q=10003$ $v=9{,}029$.

P	*L'*	*L*	*a*	*d'*	*q*
5,73		790,35			
11,74	790,79	790,35	0,557		10292
14,33	791,02	790,35	0,848		10146
17,20	791,22	790,35	1,108		10420
20,07	791,43	790,37	1,341	0,025	10685
22,94	791,70	790,42	1,619	0,088	10623
28,67	792,30	790,53	2,239	0,228	10244
34,40	792,89	790,76	2,693	0,519	10644

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung $=10654$
Schallgeschwindigkeit $=9{,}222$
$Pt=20$ bis 23; $A=0{,}04$; $t=50{,}46$.

XVII. Silber und Kupfer.

1) $Ag_5\ Cu$.

	berechnet	bekannt. Zusammensetz.
Silber . . .	89,52	90,00
Kupfer . .	10,48	10,00

(Franz. Silbermünze umgeschmolz. u. zu Draht gezog.)
$d=10{,}121$ $\varepsilon=0{,}370$
$l=119$ $N=11{,}898$ $n=21{,}516$ $q=8913{,}4$ $v=8{,}846$
$t=44{,}05$.

2) $Ag\ Cu$.

	berechnet	zerlegt
Silber	63,07	61,72
Kupfer . . .	36,93	38,28

$d=9{,}603$ $\varepsilon=0{,}391$
$l=121$ $N=11{,}557$ $n=22{,}151$ $q=8590$ $v=8{,}915$.

P	L'	L	a	a'	q
5		771,22			
8	771,52	771,22	0,388		
12	771,76	771,22	0,700		
15	772,15	771,23	1,192	0,013	8386
21	772,70	771,25	1,879	0,039	8513
25	773,20	771,30	2,463	0,104	8121
30	773,64	771,41	2,890	0,246	8649
42	775,28	771,96	4,303	0,959	8598
50	776,73	772,55	5,418	1,724	8306

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung =8429
Schallgeschwindigkeit =8,831

$Pt = 21$ bis 25; $A = 0{,}002$; $t = 51{,}97$.

XVIII. Gold und Platin.

$Au_7\ Pt_2$.

	berechnet	zerlegt
Gold	77,91	77,87
Platin	22,09	22,13

$d = 18{,}650$ $\varepsilon = 0{,}300$
$l = 191$ $N = 48{,}88$ $n = 5{,}237$ $q = 9844$ $v = 6{,}848$
$t = 7{,}12$.

XIX. Gold und Eisen.

$Au_{19}\ Fe_2$.

	berechnet	zerlegt
Gold	97,21	97,22
Eisen	2,79	2,78

$d = 18{,}842$ $\varepsilon = 0{,}271$
$l = 119$ $N = 22{,}057$ $n = 11{,}606$ $q = 9024$ $v = 6{,}524$
$A = 0{,}016$ $t = 20{,}41$.

XX. Zink und Kupfer.

1) $Zc_{13}\ Cu_4$.

	berechnet	zerlegt
Zink	76,81	76,80
Kupfer . . .	23,19	23,20

$d = 7{,}301$ $\varepsilon = 3{,}483$
$l = 353$ $N = 10{,}192$ $n = 25{,}118$ $q = 7678{,}6$ $v = 9{,}667$
$t = 4{,}10$.

2) Zc Cu.

	berechnet	zerlegt
Zink	50,47	50,07
Kupfer . . .	49,53	49,93

$d=8{,}265$ $\varepsilon=2{,}415$
$l=481$ $N=31{,}207$ $n=8{,}203$ $q=8{,}774$ $v=9{,}712$
$t=18{,}68$.

3) Zc_3 Cu_4.

	berechnet	zerlegt
Zink	43,32	42,99
Kupfer . . .	56,68	57,01

$d=8{,}310$ $\varepsilon=1{,}785$
$l=208$ $N=6{,}764$ $n=37{,}848$ $q=9105$ $v=9{,}867$
$t=36{,}8$

4[a]) Zc Cu_2. (Reines Messing).

	berechnet	zerlegt
Zink	33,75	33,20
Kupfer . . .	66,25	66,80

$d=8{,}606$ $\varepsilon=1{,}209$
$l=386$ $N=33{,}118$ $n=7{,}730$ $q=10163$ $v=10{,}244$

p	L'	L	a	q
0		713,96		
20	715,65	714,04	2,255	8870
30	677,14	674,47	3,959	7578
40	590,25	587,64	4,441	9006
50	591,08	587,71	5,734	8720

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung =8543
Schallgeschwindigkeit =9,392

$Pt=15$; $t=60{,}20$.

4[b]) Zc Cu_2. (Tomback des Handels).

	berechnet	zerlegt
Zink	33,75	33,35
Kupfer . . .	66,25	66,65

$d=8{,}655$ $\varepsilon=0{,}768$
$l=214$ $N=15{,}292$ $n=16{,}740$ $q=11218$ $v=10{,}732$

P	L'	L	a	a	q
10,8	819,71	819,04	0,817		13208
16,2	820,27	819,04	1,501		10796
25,4	860,30	857,97	2,715	47,46	9352

Mittel des Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung = 11119

Schallgeschwindigkeit = 10,684

Pt = 16 bis 20; *A* = 0,140; *t* = 32,5.

5) Zc_8 Cu_{17}. (Berliner Messingdraht).

	berechnet	zerlegt
Zink	32,41	32,35
Kupfer . . .	67,59	67,65
Zinn		Spur

d = 8,427 ε = 0,213

l = 107 *N* = 14,533 *n* = 17,615 *q* = 9823 *v* = 10,177

P	L'	L 5 Kil.	a	a'	q
10	815,36	814,93	0,527		9476
20	816,31	814,94	1,681	0,012	8923
30	817,41	815,25	2,650	0,393	9433

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung = 9277

Schallgeschwindigkeit = 9,890

Pt = 25; *A* = 0,002; *t* = 65,1.

6) Zc_2 Cu_{11}.

	berechnet	zerlegt
Zink	15,63	15,79
Kupfer	84,37	84,21

d = 8,653 ε = 1,284

l' = 1000 *s* = 75 *n'* = 1706 *q* = 10290 *v* = 10,270.

P	L'	L	a	a'	q
0		731,12			
2	731,28	731,12	0,219		9139
4	731,42	731,12	0,410		9748
6	731,70	731,17	0,725	0,068	8277
10	731,92	731,16	1,039	0,054	9620
20	732,78	731,18	2,188	0,082	9139
30	733,39	731,18	3,023	0,082	9925
40	734,25	731,10	4,035	0,246	9913

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung = 9394

Schallgeschwindigkeit = 9,812

Pt = 10 bis 20; *A* = 0,003; *t* = 48,3.

7) $Zc\,Cu_6$. (Art Similor).

	berechnet	zerlegt
Zink	14,52	14,96
Kupfer . . .	85,48	85,04

$d=8,636$ $\varepsilon=1,494$

$l'=1002$ $s=77$ $n'=1663$ $q=9778$ $v=10,031$.

P	L'	L	a	a'	q
5	797,52	796,87	0,815		
10	797,91	796,89	1,251		7995
15	798,22	796,90	1,656		9056
20	798,71	796,86	2,321		8615
25	799,12	796,86	2,836		8815
30	799,60	796,86	3,438		9725
35	800,05	796,86	4,028		8689
40	800,67	796,97	4,643	0,125	8615

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung =8644

Schallgeschwindigkeit =9,431

$P_l=35$ bis 40; $A=0,001$; $t=51,9$.

B. Ternäre Legirungen.

I. Blei, Wismuth und Zinn.

Darcet's Metall.

$Pb_2\,Bi_3\,Sn_2$.

	berechnet	zerlegt
Blei	32,16	35,80
Wismuth . .	49,57	46,92
Zinn	18,27	17,28

$d=9,795$ $\varepsilon=1,851$

$l'=1001$ $s=158$ $n'=810,1$ $q=2626$ $v=4,881$

$P_l=0,2$ $A=0,695$ $t=1,74$.

II. Blei, Antimon und Zinn.

1) $Pb_4\,Sb_2\,Sn_5$.

	berechnet	zerlegt
Blei	49,47	49,36
Antimon. . .	15,41	15,05
Zinn	35,12	35,59

$d = 9,196$ $\varepsilon = 4,750$
$l = 233$ $N = 6,123$ $n = 41,810$ $q = 2735,2$ $v = 5,141$
$A = 0,032$ $t = 7,80$.

2) $Pb\, Sb\, Sn_3$.

	berechnet	zerlegt
Blei	30,06	32,06
Antimon . . .	18,72	17,82
Zinn	51,22	50,12

$d = 8,317$ $\varepsilon = 4,934$
$l = 272$ $N = 7,028$ $n = 36,724$ $q = 3232$ $v = 5,876$
$t = 5,62$.

III. Blei, Zinn und Zink.

$Pl_{14}\, Sn_4\, Zc_9$.

	berechnet	zerlegt
Blei	73,39	73,63
Zinn	11,91	11,96
Zink	14,70	14,41

$d = 10,212$ $\varepsilon = 2,484$
$l' = 1005$ $s = 166,5$ $n' = 768,8$ $q = 2486$ $v = 4,651$
$P_l < 0,02$ $A = 0,162$ $t = 1,44$.

IV. Zinn, Antimon und Kupfer.

$Sn_4\, Sb_2\, Cu_3$.

	berechnet	zerlegt
Zinn	51,23	50,57
Antimon . . .	28,09	28,16
Kupfer . . .	20,68	21,27

$d = 7,751$ $\varepsilon = 2,417$
$l = 331$ $N = 15,348$ $n = 16,679$ $q = 5770$ $v = 8,134$
$t = 4,17$.

V. Kupfer, Zink und Nickel.

1) $Zc_9\, Cu_{15}\, Ni_2$.

	berechnet	zerlegt
Zink	35,22	33,96
Kupfer . . .	57,60	57,24
Nickel	7,18	8,80

$d = 8,403$ $\varepsilon = 1,275$
$l' = 1000$ $s = 76,8$ $n' = 1666,6$ $q = 9517,6$ $n = 10,032.$

P	*L'*	*L*	*a*	*a'*	*q*
0		828,36			
4	828,75	828,39	0,434	0,036	9205
10	829,41	828,40	1,219	0,048	8202
20	830,15	828,39	2,124	0,036	9414
30	831,00	828,46	3,066	0,120	9784
40	852,00	828,56	4,153	0,241	9632
50	833,11	828,67	5,360	0,374	9329

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung =9261
Schallgeschwindigkeit =9,896

$Pl = 20$ bis 30; $A = 0,001$.

2) $Zc_4\ Cu_{13}\ Ni_5$.

	berechnet	zerlegt
Zink	18,74	18,24
Kupfer. . . .	59,78	60,54
Nickel	21,48	21,22

$d = 8,541$ $\varepsilon = 1,134$
$l' = 1000$ $s = 74,7$ $n' = 1713,5$ $q = 1022,7$ $v = 10,315.$

P	*L'*	*L*	*a*	*a'*	*q*
0		713,94			
2,47	714,10	713,94	0,224		11022
9,16	714,52	713,94	0,812		11277
18,56	715,28	714,00	1,793	0,084	10353
24,75	715,68	714,17	2,115	0,322	11703
37,13	716,57	713,99	3,613	0,070	10275
49,50	717,67	714,17	4,902	0,322	10102

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung =10788
Schallgeschwindigkeit =10,594

$Pl = 19$; $A = 0,0001$; $t = 61,88$.

3) $Zc_5\ Cu_6\ Ni_3$.

	berechnet	zerlegt
Zink	36,66	36,51
Kupfer . . .	43,17	43,00
Nickel	20,17	20,49

$d = 8,436$ $\varepsilon = 1,2825$
$l' = 952$ $s = 66$ $n' = 1939$ $q = 11722$ $v = 11,112.$

P	L'	L	a	a'	q
0		743,24			
10	743,94	743,32	0,834	0,107	11987
20	744,55	743,25	1,749	0,113	11434
30	745,23	743,26	2,651	0,027	11317
40	745,92	743,28	3,552	0,054	11261

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung $=11500$
Schallgeschwindigkeit $=11,006$

$PT=40$; $A=0,001$; $t=55$.

4) $Zc_2\ Cu_5\ Ni_3$. (Käufliches Packfong).

	berechnet	zerlegt
Zink	20,71	20,39
Kupfer . . .	50,81	50,58
Nickel	28,48	29,03

$d=8,615$ $\varepsilon=0,891$

$l=300$ $N=24,743$ $n=10,346$ $q=12250$ $v=11,240$.

P	L'	L	a	a'	q
8	804,23	803,42	1,009		
14	804,55	803,42	1,407		9948
20	805,04	803,42	2,017		9912
30	805,83	803,42	3,001		9997
40	806,50	803,42	3,834		10434
50	807,66	803,87	4,715	0,558	10606
60	809,11	804,76	5,406	1,661	11099

Mittel der Elasticitätscoëfficienten durch Verlängerung $=10333$
Schallgeschwindigkeit $=10,324$

$Pt=45$; $A=0,0016$; $t=68,1$.

Die Resultate aller dieser Versuche finden sich in nachstehender Tafel zusammengestellt:

Metallgemisch	Zusammensatz	Dichtigkeit berechnet	Dichtigkeit gefunden	Mittles Atomgewicht	Log. α	Elasticitätscoëfficient berechn.	Elasticitätscoëfficient gefund. durch Schwingung	Elasticitätscoëfficient gefund. durch Verlängerung	Schallgeschwindigkeit nach Schwingung	Schallgeschwindigkeit nach Verlängerung	Elasticitätsgränze	Verlängerungsmaxima	Cohäsion
Blei, Zinn	Pb_{16} Sn_{13}	9,919	10,073	1043,8	0,67188	2430	2596		4,786		< 0,2	0,552	0,93
	Pb Sn [1])	9,801	9,408	1014,9	0,67765	2514	2969		5,295		< 0,2	2,077	2,46
	Pb_3 Sn_7	8,996	8,750	903,0	0,67123	2946	3512		5,973		< 0,1	1,591	2,07
	Pb_2 Sn_7	8,584	8,378	859,5	0,67037	3162	3700		6,265		< 0,2	0,340	1,07
Blei, Wismuth	Pb_{12} Bi_7	10,692	11,037	1308,0	0,69125	2322	2021		4,034		< 0,2	0,262	1,52
	Pb Bi	10,498	10,790	1312,5	0,69502	2446	2367		4,415		0,1	0,440	1,79
	Pb Bi_2	10,316	10,403	1318,4	0,70096	2564	2838		4,923			0,025	5,22
Blei, Antimon	Pb_2 Sb [2])	10,059	10,101	1131,8	0,68314	2489	2183		4,382				1,87
	Pb Sb	9,592	10,064	1050,5	0,67287	2693	2592		4,784				5,59
	Pb Sb_2	8,636	8,946	969,2	0,67826	3109	3242		5,674				
	Pb Sb_3	8,241	8,499	928,5	0,67947	3282	3536		6,080				
Blei, Gold	Pb_{20} Au	11,540	11,301	1291,9	0,68604	2281	2227		4,185			0,055	4,74
Blei, Silber	Pb_3 Ag_2	10,958	10,743	1047,0	0,66294	3373	3095		5,060				
Blei, Platin	Pb_{85} Pt	11,325	11,473	1293,8	0,68306	2134	2684		4,560		0,4;0,6	0,026	1,65
	Pb_8 Pt	11,930	12,207	1285,8	0,67419	3713	3107		4,756				
Blei, Zink	Pb_6 Zc	11,013	11,199	1167,2	0,67265	2356	2144		4,125			0,069	2,75
	Pb_4 Zc	10,890	11,172	1116,2	0,66654	2548	2493		4,454		0,1	0,060	2,02
	Pb_2 Zc	10,705	11,130	997,4	0,65079	2902	2833		4,756		0,2	0,060	2,02
	Pb Zc	10,165	9,430	848,9	0,64144	3921	4007		6,145				3,47
	Pb_2 Zc_3	9,880	9,043	759,7	0,65145	4444	6647		8,081				3,40
	Pb Zc_5	8,758	8,397	551,8	0,60589	6511	6108		8,039				
	Pb Zc_{10}	7,970	7,910	484,2	0,59551	7880	7352		9,088			0,004	4,40
Blei, Kupfer	Pb_5 Cu	11,083	11,165	1144,7	0,67028	2555	2113		4,100			0,043	2,13

Zinn, Wismuth	Sn_9 Bi_{10}	8,980	8,685	1032,8	0,69175	3155	3610		6,078			0,028	8,19
	Sn_3 Bi_4	9,064	8,890	1075,3	0,69421	3127	2874		5,360			0,015	6,63
Zinn, Antimon	Sn_4 Sb	7,155	7,211	749,5	0,67226	3761	4033		7,050				8,86
	Sn_8 Sb_5	7,027	7,052	762,7	0,67801	3815	4695		7,692			0,010	7,82
	Sn_3 Sb_2	7,008	7,007	763,7	0,67914	3823	5168		8,096				
Zinn, Zink.	Sn_2 Zc	7,243	7,366	624,6	0,64279	4974	5336		8,023		0,2	0,246	5,78
	Sn_3 Zc_2	7,234	7,255	602,5	0,63977	5113	5982		8,560		$<0,2$	0,252	5,00
	Sn Zc	7,201	7,143	569,3	0,63382	5653	6453		8,959		0,2;0,5	0,036	4,68
	Sn_3 Zc_7	7,141	7,193	502,8	0,61483	6639	7113		9,376		0,3;0,5	0,124	2,44
	Sn Zc_3	7,125	6,746	486,2	0,61925	6888	6976		9,525		0,2	0,082	4,32
	Sn Zc_5	7,087	6,957	458,6	0,60634	7502	7314		9,665		0,4	0,023	7,52
Zinn, Platin	Sn_{50} Pt	7,724	7,578	745,0	0,66420	4090	5309		7,890				4,75
Zinn, Kupfer	Sn_5 Cu_6	7,931	8,332	550,0	0,60654	6868	6113		8,074				
	Sn Cu_2	8,148	8,531	508,9	0,59188	7939	8280		9,287				
Tamtam-Metall .	Sn Cu_7	8,580	8,813	438,1	0,56518	10082	9784		9,932				
dito gehärtet .	dito		8,686		0,56758		7716		8,884				
Bronze.	Sn Cu_{22}	8,806	8,738	410,5	0,55730	11192	8115?		9,085?				
dito gehärtet . .	dito		8,537		0,56067		6734?		8,372?				
Zinn, Eisen	Sn_{20} Fe	7,300	7,266	761,4	0,66462	4052	4881		7,726				
	Sn_{20} Fe	7,309	7,418	702,3	0,65874	4327	5001		7,740				2,40
Silber, Palladium [3]). .	Ag_2 Pd_3	10,957	10,903	669,9	0,59615	10542	10003		9,029	9,222	20,23	0,004	50,46
Silber, Kupfer [4]) . . .	Ag_5 Cu	10,225	10,121	629,1	0,59783	8290	8913		8,846				44,05
	Ag Cu	9,819	9,603	535,7	0,58217	9617	8590		8,915	8,831	21,25	0,002	51,97
Gold, Platin	Au_7 Pt_2	19,122	19,650	1240,9	0,60768	10231	9844		6,848				7,12
Gold, Eisen	Au_{19} Fe_2	18,215	18,842	1157,0	0,59607	8920	9024		6,524			0,016	20,41
Zink, Kupfer	Zc_{13} Cu_4	7,495	7,301	401,5	0,58010	10149	7678		9,667				4,10
	Zc Cu	7,997	8,265	399,5	0,56143	10749	8774		9,713				18,68
	Zc_3 Cu_4	8,129	8,310	398,9	0,56042	10906	9105		9,867				36,80

1) Schnellloth der Klempner. 2) Schriftgieſsermasse. 3) Von den Zahnärzten gebraucht. 4) Französische Silbermünze.

Metallgemisch	Zusammensatz	Dichtigkeit berechnet	Dichtigkeit gefunden	Mittles Atomgewicht	Log α	Elasticitätscoëfficient berechn	Elasticitätscoëfficient gefund. durch Schwingung	Elasticitätscoëfficient gefund. durch Verlängerung	Schallgeschwindigkeit nach Schwingung	Schallgeschwindigkeit nach Verlängerung	Elasticitätsgränze	Verlängerungsmaxima	Cohäsion
Reines Messing .	$Zc\ Cu_2$	8,313	8,606	398,2	0,55510	11123	10163	8543	10,244	9,392	15		60,22
Käufliches Tomback	dito	8,311	8,655		0,55428	11120	11218	9277	10,732		16,20	0,140	32,5
Berliner Messing.	$Zc_8\ Cu_{17}$	8,329	8,427	398,1	0,55811	11142	9823	9394	10,177	9,890	25	0,002	65,1
	$Zc_2\ Cu_{11}$	8,640	8,670	396,9	0,55355	11509	10290	8644	10,270	9,812	30—40	0,003	48,3
Art Similor	$Zc\ Cu_6$	8,663	8,636	396,8	0,55409	11538	9778		10,031	9,431	40	0,001	51,9
Blei, Wismuth, Zinn[1])	$Pb_2\ Bi_3\ Sn_2$	9,870	9,795	1150,1	0,68991	2653	2626		4,881	4,881	< 0,2	0,695	1,74
Blei, Antimon, Zinn .	$Pb_4\ Sb_2\ Sn_5$	8,977	9,196	951,5	0,67160	2873	2735		5,141			0,032	7,80
	$Pb\ Sb\ Sn_3$	8,433	8,317	861,4	0,67174	3202	3232		5,876				5,62
Blei, Zinn, Zink . . .	$Pb_{14}\ Sn_4\ Zc_9$	10,109	10,212	914,5	0,65069	3037	2486		4,651		< 0,2	0,162	1,44
Zinn, Antimon, Kupfer	$Sn_4\ Sb_2\ Cu_3$	7,458	7,751	637,9	0,63846	4992	5770		8,133				4,17
Zink, Kupfer, Nickel .	$Zc_9\ Cu_{15}\ Ni_2$	8,256	8,403	396,3	0,55786		9617	9261	10,032	9,896	20—30	0,001	
Art Neusilber. . .	$Zc_4\ Cu_{18}\ Ni_5$	8,525	8,541	391,2	0,55363		10227	10788	10,315	11,594	19—24	0,001	61,88
Sehr geschmeidiges Packfong .	$Zc_5\ Cu_6\ Ni_3$	8,170	8,436	392,8	0,55601		11722	11500	11,112	11,006	30—40	0,001	55,0
Käufliches Packfong	$Zc_2\ Cu_5\ Ni_3$	8,463	8,615	389,4	0,55171		12250	10333	11,240	10,324	45	0,002	68,1

1) Darcet's Metall.

Die vierte und achte Spalte dieser Tafel enthält die Mittel aus den Dichtigkeiten und Elasticitätscoëfficienten, berechnet aus ihrer wahren, durch Analyse gefundenen Zusammensetzung, nach den Dichtigkeiten und den schon bekannten Elasticitätscoëfficienten der einfachen Metalle, falls diese einer gleichen mechanischen Behandlung wie die Legirungen unterworfen werden. Die aus den Schwingnngen abgeleiteten Dichtigkeiten und Elasticitätscoëfficienten sind also berechnet: für die geschmeidigen Legirungen aus den Werthen derselben Gröſsen, wie sie bei den ausgezogenen Metallen bestimmt wurden, und für die nicht geschmeidigen Legirungen aus den bei gegossenen oder angelassenen Metallen gefundenen Zahlen. Beim Wismuth und Antimon, bei denen ich durch transversale und longitudinale Schwingungen verschiedene Resultate gefunden habe, nahm ich als wahren Werth ihres Elasticitätscoëfficienten das Mittel der nach beiden Methoden gefundenen Zahlen.

Der bloſse Anblick dieser Tafel zeigt, daſs weder die Elasticitätsgränzen, noch die Verlängerungsmaxima noch die Cohäsionen irgend eine Regelmäſsigkeit darbieten; da überdieſs die gefundenen Zahlen nicht einmal für eine und dieselbe Legirung constant sind, so wäre es unnütz, sie weiter zu erörtern.

Was die Elasticität betrifft, die durch eine constante Angabe gemessen wird, so ist es natürlich zunächst zu untersuchen, ob die Beziehung, die bei den einfachen Metallen zwischen deren Coëfficienten und Molecularconstitutionen gefunden worden, auch für die Legirungen gelte. Dazu ist man genöthigt, eine gewisse Anordnung der Molecule vorauszusetzen, um dann zu sehen, ob die Folgerungen aus dieser Hypothese mit der Erfahrung übereinstimmen. Beim gegenwärtigen Zustand unserer Kenntnisse von den Molecularkräften habe ich nur die einfachste aller Hypothesen prüfen können, nämlich die: daſs bei einer Legirung, von welcher Natur sie auch sey,

alle Molecule gleichen Abstand von einander haben. Man findet diesen mittleren Abstand, wie bei den einfachen Metallen, wenn man das Mittel aus den Atomgewichten der Bestandtheile für das Atomgewicht der Legirung nimmt. Die Logarithmen dieser mittleren Abstände α sind in der siebenten Spalte enthalten. Vergleicht man diese Abstände mit den entsprechenden Elasticitätscoëfficienten, so sieht man, daſs im Allgemeinen bei den Legirungen, wie bei den einfachen Metallen, die Elasticitätscoëfficienten in dem Maaſse wachsen, wie die Abstände der Molecule abnehmen. Jedoch ist diese Regel bei weitem nicht so vollständig, wie bei den einfachen Metallen; überdieſs ist der Werth von $q\alpha^7$, der bei letzteren fast constant ist, bei den Legirungen in einer ziemlich groſsen Erstreckung variabel. Eine andere Hypothese über die Anordnung der Molecule mag vielleicht diese Anomalie verschwinden lassen.

Einstweilen muſs man sich begnügen, die Elasticität der Legirungen aus der Elasticität ihrer Bestandtheile herzuleiten. Ich habe daher den mittleren Elasticitätscoëfficienten zugleich mit der mittleren Dichte berechnet. Denn einerseits ist die Bildung einer Legirung fast immer von einer gewissen Condensation oder Dilatation begleitet, und andererseits machen alle Umstände, welche die Dichtigkeit eines Metalls vergröſsern oder verringern, zu gleicher Zeit den Elasticitätscoëfficienten gröſser oder kleiner. Es war daher natürlich vorauszusetzen, daſs bei den Legirungen, die mit Condensation entstehen, der Elasticitätscoëfficient gröſser sey als das Mittel aus den Elasticitätscoëfficienten ihrer Bestandtheile, und daſs er allemal unter diesem Mittel liege, wenn eine Dilatation stattgefunden hat. Allein Dergleichen zeigt sich nicht. Die mittleren Elasticitätscoëfficienten stimmen ziemlich gut mit den durch Versuch gefundenen Zahlen, ausgenommen bei einigen Legirungen von Zink und Kupfer, und die Unterschiede sind bald in gleichem Sinn, wie die Unterschiede

zwischen den mittleren und wahren Dichtigkeiten, bald im umgekehrten Sinn. Man kann also im Voraus bestimmen, wie eine Legirung zusammengesetzt seyn muſs damit sie einen gewissen gegebenen Elasticitätscoëfficienten habe (sobald dieser zwischen den Gränzen der Elasticitätscoëfficienten der bekannten Metalle liegt), und den Schall mit einer gegebenen Geschwindigkeit fortpflanze.

Folgerungen.

1) Nimmt man an, daſs alle Theilchen einer Legirung gleichen Abstand von einander haben, so findet man, daſs je kleiner dieser Abstand, desto gröſser der Elasticitätscoëfficient ist.

2) Der Elasticitätscoëfficient einer Legirung ist beinahe das Mittel aus den Elasticitätscoëfficienten ihrer Bestandtheile, ohne daſs die bei Bildung des Metallgemisches stattfindenden Verdichtungen oder Ausdehnungen ihn merklich abändern.

3) Weder Elasticitätsgränze, noch Verlängerungsmaximum, noch Cohäsion können für eine Legirung *a priori* aus dem Mittel dieser für die Bestandtheile bekannten Gröſsen berechnet werden.

III. *Untersuchungen über die Elasticität; von G. Wertheim* [1]).

Dritte Abhandlung.

Vom Einfluſs des galvanischen Stroms und des Elektromagnetismus auf die Elasticität der Metalle.

Nachdem wir in den vorhergehenden Abhandlungen die Elasticität der Metalle in ihrem natürlichen Zustande, dann bei verchiedenen Stufen der Verdichtung und Ausdehnung,

1) *Ann. de chim. et de phys. Ser. III, T. XII, p.* 610.

so wie endlich in verschiedenen Temperaturen studirt haben, bleibt uns noch zu sehen, ob die mechanischen Kräfte und die Wärme allein im Stande seyen, ihre Elasticität zu verändern, oder ob auch die Elektricität und der Magnetismus analoge Effecte hervorbringen können.

Der Zusammenhang der molecularen und elektrischen Kräfte erweist sich durch eine groſse Zahl von mechanischen Effecten des elektrischen Stroms, z. B. durch die Auflockerung der Leiter, Fortführung der Materie u. s. w. Dieser Zusammenhang ist so innig, daſs mehre Physiker nicht angestanden haben, daraus auf eine vollkommene Einerleiheit beider Kräfte zu schlieſsen, und die Elektricität nur für eine gewisse Modification der Molecularkräfte zu erklären. Es war also natürlich vorauszusetzen, daſs die Elasticität durch die Elektricität abgeändert werden könne. Wenn man dieſs noch nicht zu prüfen versucht hat, so geschah es wahrscheinlich nur wegen der groſsen Schwierigkeiten bei dem Experimentiren mit statischer Elektricität und wegen der Wärmeentwicklung, welche den Versuch mit dem elektrischen Strom so verwickelt macht.

In der That kann der elektrische Strom in zweierlei Weisen auf die Elasticität einwirken: direct durch eine Abänderung der Molecularkräfte, oder indirect vermöge der Wärme, die auf sie reagirt. Erst nachdem der Einfluſs der Wärme durch verschiedene Versuche bestimmt worden, konnte man an diese Aufgabe gehen.

Die Versuche wurden mit dem in der ersten Abhandlung ausführlich beschriebenen Apparat angestellt.

Eine Bunsen'sche Säule (Taf. I, Fig. 11 *A.*) wird verbunden mit einer Kupferstange *B*, die am anderen Ende zu einem Haken *C* gekrümmt ist. Dieser Haken ist im oberen Schraubstock des Apparats eingezwängt; man hängt daran den auf seine Elasticität zu untersuchenden Draht, der bei meinen Versuchen immer 1 Meter lang war. Das untere Ende dieses Drahts trägt

einen isolirten Haken D, zur Aufhängung der Gewichte, und steht mittesIt einer ähnlichen Kupferstange, wie die vorige, mit einem Galvanometer E in Verbindung. Die Kette ist sonach vorgerichtet: Säule, Kupferstange, Draht zum Messen seiner Verlängerung, Kupferstange, Galvanometer.

Da ich hier nur mit starken Strömen zu thun hatte, wandte ich ein nur wenig empfindliches Galvanometer an; es besteht aus zwei breiten, über einander gelegten und durch gefirniſste Seide isolirten Kupferstreifen und einer ziemlich starken Nadel. Es wurde nach den Angaben des Peltier construirt, und nach seiner Methode des doppelten Stroms graduirt [1]).

Wie gewöhnlich waren auf dem Draht zwei Merkstriche gezogen, und der Elasticitätscoëfficient wurde zuvor ohne Wirkung des Stroms bestimmt, durch Messung des Abstandes beider Merkstriche bei zwei Belastungen, deren eine so beträchtlich war, daſs sie eine Verlängerung von 1 bis 2 Millimeter bewirkte, während die andere bloſs hinreichte, den Draht zu spannen. Darauf lieſs man Ströme von verschiedener Stärke durch den Draht gehen, und maſs dabei jedesmal die Länge, welche er unter den beiden Belastungen annahm. Ich traf die Sorgfalt, immer mit den stärkeren Strom anzufangen, weil es möglich gewesen wäre, daſs der Draht bei der hohen Temperatur, die er unter der Wirkung des Stroms erreichte, eine bleibende Verlängerung erfahren hätte. Wenn dieſs geschieht, würde man groſse Fehler begehen, wenn man von den bei schwachen Strömen gemessenen Längen ausginge; denn man würde für Wirkung einer Schwächung der Elasticität halten, was in Wahrheit nur eine bleibende Verlängerung, erzeugt durch die Belastung bei hoher Tem-

1) *Mémoire sur la formation des tables des rapports qu'il y a entre la force d'un courant électrique et la déviation des aiguilles des multiplicateurs.* (*Ann. de chim. et de phys. Ser. II, T. LXXI, p.* 225.)

peratur, seyn würde. Hierauf wurde der Strom allmälig geschwächt, und die Elasticität bei verschiedenen Stärken des Stroms gemessen. Endlich, nachdem der Strom unterbrochen und der Draht vollkommen erkaltet war, wurde dessen Elasticität abermals bestimmt.

Diese scheinbar so einfachen Versuche haben doch groſse Schwierigkeiten. Zuvörderst ist die Bunsen'sche Säule nicht ganz constant, besonders bei etwas groſsen Stromstärken; jede Schwächung des Stroms bewirkt aber eine Senkung der Temperatur, und damit ein Zusammenrücken beider Merkstriche. Dann entsteht auch oft eine Erkaltung durch Luftströme, die ganz zu vermeiden oft unmöglich ist, wenngleich der Draht sorgfältig mit einem Glascylinder *F* umgeben war. Wegen der Schwankungen des unteren Merkstrichs ist es dann unmöglich, genaue Messungen zu machen, und beträchtliche Fehler lassen sich nur vermeiden, wenn man den Strom so lange wirken läſst, bis man keine Schwankung mehr bemerkt, und alsdann rasch, nach einander, die beiden Messungen am unteren Striche macht.

Diese Vorsichtsmaſsregeln muſs man beachten, weil man sonst die beiden Längen, welcher jeder Stromstärke entsprechen, und die beiden Längen, die dem Draht im natürlichen Zustande zukommen, nicht genau findet. Mittelst dieser Angaben und mittelst der Coëfficienten der linearen Verlängerung kann man die Längen des unbelasteten Drahts und die Temperaturerhöhung für jede Stromstärke finden. Wenn endlich die Veränderung der Elasticitätscoëfficienten durch die Wärme gegeben ist, so kann man finden, wie groſs der Elasticitätscoëfficient bei der Temperatur seyn muſs, die er unter der Wirkung des Stroms erreicht; und wenn man diesen Coëfficienten mit dem durch den Versuch gefundenen vergleicht, so wird man sogleich ersehen, ob der elektrische Strom an sich eine Veränderung der Elasticität bewirke.

Es wäre indeſs möglich, daſs die so gefundenen Tem-

peraturen zu hoch wären; denn der Strom könnte durch seine eigene Wirkung eine Verlängerung des Drahts bewirken; dieſs ist ein Umstand, den man berücksichtigen muſs, wenn es sich um die Bestimmung der Gesetze dieser Elasticitätsänderungen handelt. Man könnte diese Frage leicht entscheiden, wenn man die Temperatur auf eben angezeigte Weise bestimmte und sie zugleich direct mäſse; allein es ist nicht wahrscheinlich, daſs ein solcher Einfluſs statthabe, denn die successiven Temperaturen, die wir aus den Längen abgeleitet haben, stimmen ziemlich wohl mit dem Gesetz der Proportionalität der Temperaturen mit den Quadraten der Stromstärken, einem Gesetz, welches neuerlich durch Hrn. Lenz und Hrn. E. Becquerel nachgewiesen ist.

Wie dem auch seyn mag, da es sich hier nur um den Nachweis der Erscheinung handelt, so wird für den Augenblick diese Unsicherheitsquelle vernachlässigt werden können, um so mehr, da, wenn durch bloſse Wirkung des Stroms eine Ausdehnung stattfindet, die von uns an den Elasticitätscoëfficienten angebrachten Berichtigungen zu groſs sind. Die Unterschiede zwischen den Elasticitätscoëffiicienten mit und ohne Wirkung des Stroms werden also noch die übersteigen, welche wir gefunden haben.

Sey nun p die zur Spannung des Drahts angewandte Belastung pro Quadratmillimeter; — P die Belastung, welche die elastische Verlängerung bewirkt; — l und L die Abstände der beiden Merkzeichen unter Wirkung der beiden Belastungen bei der Temperatur 10° C. und ohne Strom; — l_1 und L_1 dieselben Abstände, wenn der Draht von einem Strom durchlaufen wird, der die Temperaturerhöhung t bewirkt; — l_2 und l_3 dieselben Längen mit und ohne Strom, aber ohne irgend eine Belastung; — q_1, q_2, q_3 der Elasticitätscoëfficient bei der Temperatur 10°, bei der Temperatur $10° + t$ ohne Strom, und bei der Temperatur $10° + t$ mit Strom; — s der Querschnitt des Drahts in Quadratmillimetern.

Bezeichnet man endlich mit a den Coëfficient der linearen Verlängerung, und mit b den Coëfficienten der Veränderung des Elasticitätscoëfficienten für 1° C., so hat man:

$$l_2=\frac{Pl-pL}{P-p}\ ;\ l_3=\frac{Pl_1-pL_1}{P-p}\ ;\ t=\frac{1}{a}\left(\frac{Pl_1-pL_1}{Pl-pL}-1\right)$$

$$q_1=\frac{(P-p)l}{L-l}\ ;\ q_2=q_1(1+tb)\ ;\ q_3=\frac{(P-p)l_1}{L_1-l_1}.$$

Sey endlich noch R der Widerstand, den ein Draht von der Einheit des Querschnitts dem Durchgange des Stroms entgegensetzt, dann haben wir für a, b und R folgende Werthe:

	a	b von 0° bis 100°	b von 0° bis 200°	R nach Hrn. Rieſs
Silber	0,000019097 L.L	0,000000		1043
Kupfer	0,000017182 D.P	— 0,000823		1552
Gold	0,000014660 L.L	— 0,000396		1746
Messing	0,000018667 L.L	— 0,000823		5602
Eisendraht, gewöhnlicher .	0,000011821 D.P	+ 0,000825	— 0,000826	8789
Stahldraht, gewöhnlicher .	0,000010791 L.L	+ 0,000574	+ 0,080643	
Platin	0,000008842 D.P	— 0,001079		10000

Bei diesen Zahlen haben wir, der gröſseren Sicherheit wegen, die kleine Zunahme vernachlässigt, welche die Elasticität des Silbers durch eine Temperaturerhöhung bis 100° C. erleidet; überdieſs haben wir vorausgesetzt, daſs der Coëfficient b beim Messing gleich sey dem beim Kupfer, und der Widerstand R beim Eisen gleich sey dem beim Stahl. Die zur Einheit angenommene Stromstärke ist die, welche in meinem Galvanometer eine Ablenkung von 10° bewirkt. In nachstehender Tafel sind die Stromstärken mit F bezeichnet.

	s	F	P	L_1	p	l_1	a	t	q_1	q_2	q_3	$\frac{q_2-q_3}{q_2}$	$\frac{R}{s}$
Silber	0,154	8,03	13	707,57	3	706,38	1,685	14,8		6539	5936	0,0922	6773
		6,69		707,36		706,19	1,657				6036	0,0769	
		4,55		707,35		706,26	1,543	4,2			6479	0,0092	
		3,96		707,34		706,26	1,529	4,5			6539	0,0000	
		0,00		707,28		706,20	1,529	0,0	6539	7248			
Silber	0,119	0,00	13	776,28	3	775,23	1,354	0,0	7383				
		10,17		777,12		775,95	1,508	38,9			6632	0,0850	8765
		8,50		776,78		775,63	1,483	17,7			6744	0,0738	
		7,26		776,54		775,48	1,367	9,4			7316	— 0,0047	
		0,00		776,44		775,35	1,406	0,0	7113				
Kupfer	0,887	0,00	26	851,45	5,3	850,04	1,659	0,0	12479				1750
		10,30		851,51		850,11	1,647	5,4		12423	12570		
Kupfer	0,364	10,04	27,5	867,03	5,5	865,54	1,721	2,7		13628	12780	0,0622	4264
		8,50		866,97		865,49	1,710	0,0		13698	12865	0,0608	
		8,03		866,98		865,52	1,687	1,9		13677	13042	0,0464	
		0,00		866,86		865,46	1,606	0,0	13698				
		0,00		866,87		865,49							
Kupfer	0,241	13,78	21	812,82	5	811,35	1,565	15,7		11225	10222	0,0894	6426
		9,79		812,45		811,29	1,430	13,8		11255	11190	0,0058	
		8,50		812,41		811,22	1,467	8,2		11307	10907	0,0354	
		7,54		812,25		811,12	1,393	2,4		11361	11485	— 0,0109	
		0,00		812,23		811,09	1,405	0,0	11384				
Gold	0,0276	3,96	14	538,85	4	538,00	1,580	142,0		6985	6329	0,0939	63260
		3,64		538,81		537,95	1,599	135,5		7391	6255	0,1537	

	s	F	P	L_1	p	l_1	a	t	q_1	q_2	q_3	$\frac{q_2-q_3}{q_2}$	$\frac{R}{s}$
Gold	0,0276	2,45	14	538,71	4	537,96	1,394	137,9		7383	7173	0,0284	
		1,60		538,67		537,90	1,431	130,1		7408	6986	0,0570	
		0,00		538,56		537,87	1,280	0,0	7810				
Messing	0,143	13,78	30	712,48	10	710,64	2,589	179,5		9193	7724	0,1598	39175
		10,30		712,33		710,61	2,420	181,8		9155	8263	0,0974	
		10,04		712,02		710,38	2,309	167,4		9284	8663	0,0669	
		8,03		711,04		709,48	2,199	102,3		9861	9096	0,0776	
		5,00		710,42		708,95	2,074	27,7		10522	9645	0,0834	
		3,40		710,10		708,68	2,004	9,2		10686	9981	0,0660	
		2,00		709,98		708,58	1,976	2,3		10123	10747	0,0581	
		0,00		709,81		708,54	1,857	0,0	10767				
		0,00		709,79		708,45							
Eisen	0,169	6,69	50	817,09	12	815,33	2,159	91,4		20800	17604	0,1537	52006
		6,31		816,94		815,24	2,085	84,0		20677	18222	0,1187	
		4,70		816,54		814,88	2,037	47,9		20107	18654	0,0723	
		2,50		816,22		814,62	1,964	12,4		19361	19347	0,0007	
		0,00		816,00		814,40	1,965	0,0	19342				
Eisen, schwedisches .	0,0216	2,05	60,5	783,31	14,3	781,31	2,560				18048		
		1,95		790,92		789,03	2,395	137,6		23024	19287	0,1623	406900
		1,90		790,81		788,91	2,408	124,3		22798	19183	0,1585	
		1,75		790,47		788,59	2,384	90,6		22223	19380	0,1279	
		1,25		789,97		788,14	2,322	43,9		21426	19897	0,0714	
		0,60		789,60		787,80	2,285	8,3		20819	20220	0,0280	

Eisen, schwedisches .		0,00		789,45		787,71	2,234	0,0	20677				
		0,00		789,49		787,71							
Stahl	0,1293	5,10		778,32		776,22	2,705	137,3		20355	17187	0,1556	67973
		4,55		777,93		775,85	2,681	93,8		19883	17345	0,1277	
		3,85		777,52		775,57	2,514	65,4		19577	18494	0,0553	
		2,50		777,13		775,21	2,476	23,7		19125	18775	0,0183	
		0,00		776,92		775,01	2,464	0,0	18868				
Stahl	0,0502	4,32	60,0	752,96	20,0	751,06	2,530	183,2		21480?	15812		171080
		3,96		752,87		751,10	2,356	196,2		21641?	16974		
		2,50		751,54		749,81	2,307	39,0		19646	17336	0,1176	
		1,50		751,13		749,53	2,135	12,4		19352	18738	0,0317	
		0,00		750,98		749,41	2,082	0,0	19216				
		0,00		750,96		749,41							
Platin.	0,329	9,60	30	669,32	15	668,51	1,212	105,1		15178	12380	0,1843	30395
		6,97		668,79		668,06	1,093	42,4		16336	13728	0,1596	
		5,69		668,55		667,92	0,943	35,6		16461	15903	0,0339	
		5,00		668,47		667,88	0,883	35,6		16461	16980	— 0,0315	
		3,96		668,31		667,74	0,854	15,2		16839	17572	— 0,0435	
		0,00		668,26		667,68	0,876	0,0	17120				
		0,00		668,24		667,65							
Platin.	0,0940	6,31	26	748,36	12	747,49	1,164	177,0		13854	12028	0,1318	106383
		5,00		748,01		747,15	1,51	126,8		14781	12163	0,1771	
		4,18		747,39		746,68	0,951	75,0		15738	14723	0,0645	
		3,40		746,99		746,38	0,817	42,5		16339	17113	— 0,0474	
		2,30		746,86		746,25		22,8		16702	17127	— 0,0255	
		0,00		746,71		746,10	0,818	0,0	17124				

Dieſe Verſuche zeigen, daſs der galvaniſche Strom immer eine temporäre Verringerung des Elaſticitätscoëfficienten bewirkt; allein ſie ſcheinen mir noch nicht genau genug, um daraus das Geſetz dieſer Erſcheinungen herleiten zu können.

Bei jedem Draht wurde der Elaſticitätscoëfficient durch ein Mittel aus zwei Meſſungen beſtimmt, die eine dieſer Meſſungen vor und die andere nach der Wirkung des Stroms angeſtellt. Vergleicht man ſie, ſo erhellt, daſs der Strom keine bleibende Veränderung in der Elaſticität dieſer Drähte hervorgebracht hat, denn die ſehr kleine Elaſticitätsverringerung, die man bei einigen bemerkt, kann dem Anlaſſen zugeſchrieben werden, welches der Strom vermöge der Temperaturerhöhung bewirkt. An einem angelaſſenen Draht, durch den ich einen intenſiven Strom unausgeſetzt ſechs Stunden lang hindurch leitete, habe ich nicht die geringſte bleibende Veränderung bemerkt.

Von der Wirklichkeit dieſer Action der Elektricität kann man ſich auch mittelſt des Longitudinaltons der Drähte überzeugen, denn wenn der Strom eine Verringerung des Elaſticitätscoëfficienten bewirkt, muſs der Longitudinalton ſich vertiefen; und dieſs geſchieht in der That.

Drähte von $3^{m},56$ wurden an beiden Enden eingeſpannt, mit der Säule und dem Galvanometer verbunden und dann durch ſanftes Reiben in der Mitte zum longitudinalen Ertönen angeregt.

	Durchmeſſer mm.	Stromſtärke	Zahl d. Längsſchwingung.
Kupfer . . .	0,59	0,00	1058
		7,80	1041
Stahl	0,31	0,00	1358
		1,50	1326
		2,10	1313
Stahl	0,14	0,00	1403
		1,50	1391

Wie bekannt, bedarf es einer bedeutenden Temperaturerhöhung, um die Elasticitätscoëfficienten und die Mengen der Längsschwingungen merklich zu verringern. Nun sind die Durchmesser dieser Drähte so groſs in Bezug auf die Stärke der Ströme, daſs durchaus keine merkliche Temperaturerhöhung daraus entstehen kann. Ueberdieſs geht der Ton augenblicklich wieder in die Höhe, so wie man den Strom unterbricht; wenn aber die Vertiefung des Tons aus einer Erwärmung des Drahts entspränge, könnte er nur nach Maſsgabe, wie der Draht sich erkältete, in die Höhe steigen. Man kann also jene Vertiefung nur der eigenen Wirkung des galvanischen Stroms zuschreiben.

Endlich wurden folgende Versuche angestellt, um den Einfluſs des Stroms auf die Cohäsion zu bestimmen.

	Querschnitt d. Drahts	Belastung zum Zerreiſsen des Drahts pro Quadratmillimeter		Stärke des Stroms
		ohne Strom	mit Strom	
Gold	0,0276	12,2	7,6	3,64
Eisendraht, schwed. .	0,0216	114—118	110,0	1,20
	—		99,0	2,00
dito gewöhnl.	0,169	59,2	60,5	5,00
Stahl	0,0508	102,0	102,0	2,50
	—		99,5	4,18
Stahl	0,1293	89,1	80,6	4,55

Der Strom bewirkt hier also eine Verringerung der Cohäsion; allein es ist hier kaum möglich zu unterscheiden, ob man diese Verringerung der eigenen Wirkung desselben oder der sie begleitenden Erwärmung zuzuschreiben habe.

Es bleibt nun noch zu untersuchen, welchen Einfluſs die Magnetisirung auf die Elasticität des Eisens ausüben könne.

Bisher hat man keine Versuche gemacht, welche diese Frage aufklären könnten. Hr. Lagerhjelm hat nur beobachtet, daſs das Eisen beim Abreiſsen stark magnetisch

wird, daſs die Magnetisirung sich vor allem an der Stelle des Abreiſsens äuſsert, und daſs diese Eigenschaft dem weichen Eisen im höheren Grade zukommt als dem harten [1]). Wir wissen übrigens, wie leicht das Eisen sich magnetisirt, wenn es gedreht, gehämmert u. s. w. wird; allein die umgekehrte Aufgabe ist noch nicht behandelt.

In einer früheren Abhandlung haben wir gezeigt [2]), daſs ein Stahlstab, wenn er nach der Methode des Doppelstrichs magnetisirt wird, seine Elasticität nicht ändert. Es schien uns indeſs interessant, uns zu überzeugen, ob die starke Magnetisirung, welche man in weichem Eisen mittelst des galvanischen Stroms hervorbringen kann, auch keine merkliche Wirkung habe.

Ein Kupferdraht von mehr als 1 Millimeter Durchmesser, mit Baumwolle besponnen, wurde schraubenförmig auf zwei Glasröhren von 80 Centm. Länge gewunden, jede Röhre solchergestalt ihrer ganzen Länge nach mit einer doppelten Lage Draht, bestehend aus 900 Windungen, bedeckt.

Diese beiden Röhren mit ihren Schraubendrähten *A* wurden darauf parallel auf einem Brette befestigt, und die beiden Schraubendrähte mit einander verknüpft, so daſs sie ein Strom in gleichem Sinne durchlief; durch Einschaltung eines anderen Drahts konnte man es aber auch so einrichten, daſs der Strom die Schraubendrähte in entgegengesetztem Sinne durchlief, d. h. den einen von der Rechten, und den andern von der Linken.

Der Eisendraht *B*, den man dem Versuch unterwerfen will, wird so gekrümmt, daſs er ein Hufeisen bildet, an dem jeder Schenkel 1 Meter lang ist. Die beiden parallelen Schenkel gehen frei durch die beiden Röhren; oben sind sie in einem unbeweglichen Schraubstock *C* eingespannt, und unten tragen sie zwei kleine Schraubstöcke *D*, die mit Kupferhaken versehen sind, um daran die Gewichte zu hängen.

1) Lagerhjelm in dem S. 5 citirten Werke.
2) S. 70.

Ich hatte gehofft, somit dieselbe Wirkung wie mit kurzen Hufeisen zu bekommen, d. h. daſs einer der Schenkel nordpolar und der andere südpolar werde, um den Einfluſs beider Magnetismen auf die Elasticität zu unterscheiden.

Allein das Resultat entsprach nicht meiner Erwartung. In so dünnen Drähten, wie ich sie anwenden muſste, um mittelst Gewichte hinreichende Verlängerungen zu bewirken, erstreckte sich der Einfluſs nicht weit über den in der Spirale enthaltenen Theil, so daſs jeder der beiden Schenkel, für sich magnetisirt, seine beiden Pole hatte. Mithin erhält man, wenn der Strom die beiden Spiralen in gleichem Sinne durchläuft, einen Hufeisenmagnet, der an seinen beiden Enden zwei homologe Pole hat, und wenn er zwei ungleichnamige Pole haben soll, muſs man den Strom die beiden Spiralen in entgegengesetzten Richtungen durchlaufen lassen. Die Mittellinien liegen überdieſs nicht in der Mitte der Schenkel; der gröſste Theil des Schenkels, der in dem rechtsgewundenen Strom liegt, ist nordpolar, während der Schenkel in dem linksgewundenen südpolar ist.

Davon kann man sich überzeugen, wenn man längs den Spiralen, wenn sie vom Strom durchflossen werden, eine Magnetnadel fortführt, oder auch wenn man die Drähte, nachdem sie aus den Spiralen genommen worden, untersucht; denn da ihre Coëffitivkraft nicht ganz Null ist, so bewahren sie immer einen Theil ihres Magnetismus. Wenn also die beiden Magnetismen eine verschiedene Wirkung auf die Elasticität haben, so werden die beiden Schenkel entgegengesetzte Wirkungen geben. Nichts der Art findet aber statt. Die beiden Schenkel geben zwar oft numerisch verschiedene, aber nicht entgegengesetzt gerichtete Resultate.

Um diese Versuche mit aller wünschenswerthen Genauigkeit zu machen, müſste man einen Apparat haben, der erlaubte, Messungen zu machen an einem groſsen Hufeisen, das nicht bloſs an seinen beiden Schenkeln,

sondern seiner ganzen Erstreckung nach mit einem Schraubendraht umgeben wäre. Trotz der Unvollkommenheit meines Apparats scheinen mir indeſs die folgenden Versuche interessant. Nach dem vorwaltenden Magnetismus nennen wir Nordschenkel den Theil, der in der rechtsgewundenen Spirale befindlich war, und Südschenkel den anderen. Bemerken wir überdieſs, daſs der Leitdraht dem zum Versuch genommenen Eisendraht keine Temperaturerhöhung mittheilen konnte, da der erstere schon zu dick war, um durch die angewandten Ströme merklich erwärmt zu werden.

Die in der folgenden Tafel aufgeführten Verlängerungen sind sämmtlich das Mittel von zwei oder drei Messungen, die nur sehr wenig von einander abweichen. Wir bezeichnen mit *P* die angewandte Belastung, um die elastische Verlängerung zu bewirken, mit *F* die Stromstärke im Moment des Versuchs, mit *T* die seit Schlieſsung der Kette verflossene Zeit, oder auch, wenn kein Strom statthatte, die seit Unterbrechung des Stroms verflossene Zeit, endlich mit *Ab* und *Aa* die elastischen Verlängerungen des Nord- und Südschenkels pro Meter, ausgedrückt in Millimeter.

P	*F*	*T*	*Ab*	*Aa*
Weicher Eisendraht. Durchmesser $0^{mm},755$.				
22,32	0,00		1,272	1,254
-	5,20	1^h 30′	1,230	1,314
-	-	24 0	-	1,266
-	4,55	0 30	1,356	1,284
-	5,00	1 0	1,305	1,284
-	0,00	24 0	1,368	1,272
Weicher Eisendraht. Durchmesser $2^{mm},180$.				
33,22	0,00		2,062	2,110
-	8,90	2 0	2,100	1,096
Weicher Eisendraht. Durchmesser $2^{mm},141$.				
25,46	0,00		1,257	1,269
-	5,00	1 30	1,281	1,318
-	3,40	1 15	1,305	1,288
-	0,00	24 0	1,293	1,281

P	*F*	*T*		*Ab*	*Aa*
		Stahldraht. Durchmesser $0^{mm},166$.			
36,87	0,00			2,060	2,089
-	4,18	0^{h}	30′	2,053	2,171
-	-	1	0	2,089	2,242
-	-	24	0	2,100	2,136
-	2,50	1	0	2,136	2,218
-	0,00	24	0	2,094	2,195
		Weicher Eisenstreifen, $2^{mm},210$ breit, $0^{mm},372$ dick.			
18,22	0,00			1,002	0,948
-	6,31	0	5	1,008	-
-	-	1	0	1,056	1,014
-	3,40	2	0	1,032	0,996
-	-	24	0	-	0,996
-	6,69	1	0	1,068	1,008
-	5,00	2	30	0,996	-
-	-	2	0	1,008	-
		Ein ähnlicher Streifen.			
27,95	0,00			1,452	1,464
-	5,00	0	5	1,464	-
-	-	0	30	1,482	1,518
-	3,40	2	30	1,500	1,548
-	1,00	6	0	1,464	1,560
-	-	24	0	1,512	1,524
-	6,69	24	30	1,506	1,500
-	4,60	2	30	1,536	1,548
-	0,00	2	0	1,494	1,542

Sehr dünne Eisendrähte haben mir kein Resultat gegeben.

Ueberblickt man diese Versuche, so wird man bemerken, daſs durch die mehre Stunden lang fortgesetzte Wirkung des Elektro-Magnetismus die Verlängerungen immer vergröſsert sind, und folglich der Elastitätscoëfficient verringert ist. Zwar sind diese Unterschiede nur sehr klein, aber sie überschreiten doch die Gränzen der möglichen Fehler, und sind immer in gleichem Sinn. Die 24 Stunden nach der Unterbrechung des Stroms gemachten Versuche zeigen, daſs die Drähte nicht ganz auf ihre ursprüngliche Elasticität zurückkommen.

Nach einer kurzen Wirkung des Stroms ist keine Abänderung der Elasticität merklich, wiewohl der Magnetismus sich im weichen Eisen augenblicklich entwickelt.

Es scheint also, als wirke die Magnetisirung nicht direct auf die Elasticität, sondern es stelle sich unter ihrer Einwirkung eine andere Anordnung der Molecule her.

Folgerungen.

1) Der galvanische Strom bewirkt in den von ihm durchlaufenen Metalldrähten eine momentane Verringerung des Elasticitätscoëfficienten, und zwar vermöge seiner eigenen Wirkung, unabhängig von der Verringerung, welche durch die Temperatur-Erhöhung entsteht. Diese Verringerung verschwindet gänzlich mit dem Strom, wie lange er auch gewirkt haben mag.

2) Die Gröſse dieser Verringerung hängt ab von der Stärke des Stroms, und wahrscheinlich auch von dem Widerstand, welches das Metall seinem Durchgang entgegensetzt.

3) Die Cohäsion der Drähte wird durch den Strom verringert; die Veränderlichkeit dieser Verringerung erlaubt indeſs nicht zu unterscheiden, ob sie eine eigene Wirkung des Stromes sey, oder nur eine Folge der Temperatur-Erhöhung.

4) Die Magnetisirung, die südliche wie die nördliche, welche durch andauernden Durchgang eines elektrischen Stroms erregt wird, bewirkt im weichen Eisen und im Stahl eine kleine Verringerung des Elasticitätscoëfficienten; und diese Verringerung verbleibt zum Theil sogar nach der Unterbrechung des Stroms.

Berichtigung. S. 112, Z. 5 v. unten, l. Durchmesser 0^{mm},141 statt 2^{mm},141.

IV. *Notiz über die Elasticität und Cohäsion verschiedener Glassorten; von den HH. E. Chevandier u. Wertheim.*

(*Comp. rend. T. XX, p.* 1637.)

Ueber die mechanischen Eigenschaften des Glases hat man noch wenig Untersuchungen angestellt, ohne Zweifel wegen der kleinen Zahl von Anwendungen, zu welchen deren Resultate dienlich seyn könnten; wir haben in dieser Beziehung nur die Zahlen der Versuche von Savart und den HH. Colladon und Sturm.

Die HH. Colladon und Sturm geben für den Elasticitätscoëfficienten eines Glasstabes von unbekannter Herkunft die Zahl 10000. Wir haben die aus Savart's Versuchen hervorgehenden Zahlen berechnet; sie schwanken von 6009 bis 6055. Nicht geringer sind die Unterschiede für die Schallgeschwindigkeit. Nach Savart schwankt sie von 15,39 bis 16,28; nach Chladni wäre sie 17.

Allein diese Physiker haben versäumt, die Art des untersuchten Glases und den Genauigkeitsgrad der Kalibrirung der von ihnen angewandten Stäbe anzugeben. Die letztere Betrachtung ist von höchster Wichtigkeit bei diesen Versuchen; denn wir haben vom Anbeginn unserer Versuche dargethan, daſs die runden, ausgezogenen Stäbe, welche man für gewöhnlich anwendet, hinreichende Unterschiede zeigen, um die Verschiedenheit der eben angeführten Resultate zu erklären.

In der That haben wir aus Fenster- und aus Tafelglas Stäbe von 10 bis 12 Meter Länge ziehen lassen, und von denselben die regelmäſsigsten Stücke von 1 bis 2 Meter Breite ausgewählt. Zehn dieser Stücke aus Fensterglas haben uns für die Schallgeschwindigkeit Zahlen geliefert, die von 14,75 bis 17,19 schwankten. Sechs der-

gleichen Stäbe von Tafelglas gaben uns Zahlen, die von 14,04 bis 17,41 gingen.

Um zu sehen, ob diese Unterschiede vom Kaliber herrührten, haben wir einen Theil dieser runden Stäbe in vollkommen regelrechte quadratische verwandelt, mittelst einer Maschine von groſser Genauigkeit, die uns zu Gebote stand. Dadurch sind wir zu Resultaten gelangt, die nur noch für das Fensterglas von 16,58 bis 16,76, und für das Tafelglas von 15,70 bis 16,02 schwankten.

Wir müssen dabei bemerken, daſs es, um Glasstäbe solchergestalt zu kalibriren, unumgänglich ist, sie vorher anzulassen, was überdieſs, wenn es mit Sorgfalt geschieht, den Vortheil hat, die Stäbe hinsichtlich der Schallgeschwindigkeit unter identische Umstände zu versetzen. Wir haben diesen Umstand benutzt, um den Einfluſs des Anlassens auf die Dichtigkeit und Elasticität des Glases zu erforschen.

Die zu diesen Untersuchungen angewandte Methode ist beinahe dieselbe, welche der Eine von uns in seinen Abhandlungen über die mechanischen Eigenschaften der Metalle und Legirungen beschrieben hat.

Wir haben die Dichtigkeit jedes Stabes vor und nach dem Anlassen bestimmt, die Zahl der Längsschwingungen ermittelt, und daraus vermittelst der bekannten Formeln die Schallgeschwindigkeit und den Elasticitätscoëfficienten hergeleitet. Wir haben ferner gesucht, mittelst der durch eine gewisse Belastung bewirkten und mit dem Kathetometer gemessenen Verlängerung zu derselben Bestimmung zu gelangen. Allein die Steife des Glases, die Schwierigkeit, die Stäbe in vollkommen senkrechter Richtung zu befestigen, und die Kleinheit ihrer elastischen Verlängerung machen diese Versuche sehr schwierig.

Beim Studium der Längsschwingungen haben wir eine interessante Thatsache beobachtet, nämlich die Leichtigkeit, mit welcher im Glase die tiefe Octave des Tons entsteht, welcher dem seiner ganzen Länge nach schwin-

genden Stabe angehört. Dieser Ton, welcher, nach Savart, aus dem Beisammenseyn von Längs- und Querschwingungen hervorgeht, entsteht oft mit solcher Intensität, daſs die Stäbe bloſs vermöge ihrer Schwingungen zerbrechen, selbst an den Stellen, die man nicht berührt.

Unsere Versuche erstreckten sich auf 26 vollkommen gerade und kalibrirte Stäbe, von verschiedener Länge, Dicke und Zusammensetzung. Sie gaben im Mittel folgende Zahlen:

	Dichtigkeit vor d. Anlassen.	Dichtigkeit nach d. Anlassen.	Schallgeschwindigkeit.	Elasticitätscoëfficient.	Widerstand b. Abreiſsen durch Dehnung.
Fensterglas aus d. Hütte v. Saint-Quirin	2,517	2,523	16,698	7917	1,763
Spiegelglas aus d. Hütte v. Cirey .	2,454	2,467	15,899	7015	1,400
Ungefärbtes, bleifreies Krystallglas (verre à gobleterie) aus d. Hütte v. Valerysthal	2,446	2,450	15,805	6890	1,002
Weiſses u. farbig. Krystallglas aus d. Hütte v. Baccarat	3,320	3,324	12,099	5477	0,665

Aus diesen Versuchen glauben wir nachstehende Folgerungen ziehen zu können:

1) Alle Glassorten erhöhen durch das Anlassen ihre Dichtigkeit im Mittel um 1,0045. Dieſs kann vielleicht dazu dienen, die Unterschiede gleicher Ordnung zu erklären, welche Hr. Deville hinsichtlich der Dichtigkeit zwischen einer glasigen Lava und dem daraus durch Schmelzung erhaltenen Glase zu erklären; denn die Erkaltung einer Lava kann im Vergleich zu der einer kleinen Glasmasse als sehr langsam betrachtet werden.

2) Der Elasticitätscoëfficient nimmt zugleich mit der Dichtigkeit zu.

3) Für eine und dieselbe Glasart verhalten sich die Längsschwingungen genau umgekehrt, wie die Längen. Dieses von einigen Gelehrten bezweifelte Gesetz scheint uns durch unsere Versuche wohl erwiesen zu seyn, da sie mit einer so homogenen Substanz wie Glas, und mit Stäben von solcher Länge, daſs sie relativ tiefe und leicht mit Genauigkeit bestimmbare Töne gaben, angestellt wurden.

4) Die Verlängerungen führen zu kleineren Elasticitätscoëfficienten, als sich aus den Schwingungen ergeben.

5) Es giebt weder in Dichtigkeit, noch in Elasticität einen Unterschied zwischen dem ausgezogenen und gegossenen Glase, sobald es angelassen ist.

6) Die verschiedenen Glassorten stehen hinsichtlich ihres Elasticitätscoëfficienten und ihres Widerstands beim Reiſsen in gleicher Ordnung. — Ohne die mechanischen Eigenschaften der Gläser zu kennen, ist man durch die Praxis darauf geführt, das elastischste und härteste Glas zu Fensterscheiben, und das darauf folgende zu Spiegeln zu nehmen, während man zu Gegenständen von geringeren Dimensionen die Gläser anwendet, welche diese Eigenschaften in geringerem Grade besitzen.

7) Das Blei verringert merklich die Elasticität und die Cohäsion des Glases. Es wirkt also auf die Gläser wie auf die Legirungen.

8) Die violette Färbung durch Mangan erhöht die Elasticität des gewöhnlichen Glases; das Krystallglas dagegen ändert durch die violette, blaue und grüne Färbung mittelst Mangan, Kobalt und Kupfer seine mechanischen Eigenschaften nicht merklich.

V. *Ueber die Spannkraft des Wasserdampſs; von Hrn. V. Regnault.*

(*Ann. de chim. et de phys. Ser. III, T. XI, p.* 273.)

Die theoretische Berechnung der von Dampfmaschinen geleisteten Arbeit erfordert die Kenntniſs einer gewissen Anzahl physikalischer Gesetze und Angaben, die bisher noch bei weitem nicht sicher festgestellt worden sind. Die hauptsächlichsten dieser Daten sind:

1) Die Spannkraft des Wasserdampſs für verschiedene Temperaturen.

2) Die Wärmemenge, die in einem gegebenen Gewicht Wasserdampf, bei Sättigung, unter verschiedenem Druck enthalten ist, oder genauer diejenige, welche ein Kilogramm Wasserdampf bei *Sättigung* unter verschiedenem Druck abgiebt, wenn es auf flüssiges Wasser von 0° zurückgeführt wird.

3) Die specifische Wärme des flüssigen Wassers für verschiedene Temperaturen.

4) Die Dichtigkeit des Wasserdampſs bei Sättigung unter verschiedenem Druck.

Das erstere dieser Gesetze, das der Spannkraft des Wasserdampſs bei verschiedenen Temperaturen, ist das einzige, welches bisher durch die schönen Versuche der HH. Dulong und Arago auf eine genaue Weise festgesetzt wurde [1]). Die übrigen können als gänzlich unbekannt betrachtet werden. Die in der Praxis gebräuchlichen sind nach bloſser Induction angenommen, indem man die für die Gase angenähert bekannten Gesetze auf die Dämpfe anwandte, oder dieselben nach empirischen Resultaten, welche fast immer aus unvollständigen und

1) Die Arbeit von Magnus (Ann. Bd. 61, S. 225) war dem Verfasser zur Zeit, da er diese Abhandlung schrieb, noch nicht bekannt. *P.*

und unsichern Versuchen abgeleitet waren, ein wenig abänderte.

Der unbestreitbare Nutzen, welchen die Vervollkommnung unserer Kenntnisse von der Theorie der Dämpfe darbietet, hat mich veranlaſst, an die Lösung dieser verschiedenen Aufgaben zu gehen, deren Schwierigkeiten mir zwar nicht unbekannt sind, mir aber doch nicht unübersteiglich scheinen. An der Ausführung dieses Projectes würde ich durch die bedeutenden Kosten der Apparate gänzlich verhindert worden seyn, wenn nicht der Hr. Minister der öffentlichen Arbeiten, auf den Antrag der Centralcommission für Dampfmaschinen, mit einer Gewogenheit, die alle Freunde der Wissenschaften zu würdigen wissen werden, die hiezu nöthigen Geldmittel zu meiner Verfügung gestellt hätte.

Ich habe mir vorgenommen, nach und nach in einer Reihe von Abhandlungen die bei diesen Untersuchungen erlangten Resultate zu veröffentlichen, ohne mich jedoch dabei an eine bestimmte Ordnung zu binden, mir vorbehaltend, später, wenn die Untersuchungen hinlänglich vorgerückt sind, das Ganze meiner Arbeit zusammenzufassen.

In dieser ersten Abhandlung beschäftige ich mich mit der Spannkraft des Wasserdampfs bei verschiedenen Temperaturen.

Die Spannkräfte des Wasserdampfs bei verschiedenen Temperaturen haben eine so groſse Zahl von Physikern beschäftigt, daſs man glauben könnte, es müſsten über die numerischen Werthe nur noch geringe Unsicherheiten vorhanden seyn. Dem ist aber nicht so, wovon man sich durch den Vergleich der von den verschiedenen Experimentatoren veröffentlichten Resultate leicht überzeugen kann; man bemerkt groſse Unterschiede, selbst innerhalb der atmosphärischen Temperaturen, und es ist unmöglich zu unterscheiden, welche Zahlen den Vorzug verdienen. Ich werde mich nicht bei der Geschichte dieser Untersuchungen aufhalten, da die wich-

tigsten derselben allen Physikern bekannt sind; ich werde sogleich zur Auseinandersetzung meiner eignen Versuche übergehen.

Um ein physikalisches Datum mit einiger Genauigkeit festzustellen, reicht es nicht hin, dasselbe durch eine einzige experimentelle Methode aufzusuchen. Steht das so erhaltene Resultat im Widerspruch mit denen, die schon in der Wissenschaft vorhanden sind, so ist es oft schwer zu entscheiden, welches den Vorzug verdiene; man hat dann, um sich bei der Auswahl leiten zu lassen, nur die mehr oder weniger günstige Meinung, die man etwa von dem angewandten Verfahren hegt, oder das mehr oder weniger groſse Zutrauen, welches die Geschicklichkeit des Experimentators einflöſst. Es ist nothwendig, die Versuche nach verschiedenen Methoden anzustellen, sogar die Verfahrungsweisen anzuwenden, welche von den früher mit derselben Aufgabe beschäftigt gewesenen Physikern angewandt wurden, wenigstens wenn sie nicht gänzlich fehlerhaft sind. Man muſs sehen, ob alle diese Resultate, bei zweckmäſsiger Ausführung, zu demselben Resultate führen, oder, wenn dem nicht so ist, muſs man durch directe Versuche beweisen, worin die Fehlerquelle der früheren Methoden lag.

Dieser Weg ist nothwendig lang und mühsam, aber er allein scheint mir geeignet, sichere, durch spätere Versuche nicht mehr in bedeutender Weise abgeändert werdende Zahlenwerthe in die Physik einzuführen. Ich habe gesucht, diese Methode bei meinen Versuchen über die Wärmecapacität der Körper und über die Ausdehnung der elastischen Flüssigkeiten zu befolgen, und man wird sie auch bei den Untersuchungen antreffen, die ich gegenwärtig über die Spannkräfte der Wasserdämpfe veröffentliche.

I. Fast alle Versuche, welche die Bestimmung der Spannkraft des Wasserdampfs bei niederen Temperaturen zum Zweck hatten, sind so angestellt worden, daſs

man zwei Barometer in ein und dasselbe Quecksilbergefäſs stellte, und in das Vacuum des einen eine kleine Portion Wasser brachte. Der Höhenunterschied dieser beiden, sonst unter gleiche Umstände versetzten Barometer giebt die Spannung des Wasserdampfs für die jeweilige Temperatur. Die gröſste Unsicherheit bei diesem Verfahren liegt in der Schwierigkeit, die Temperatur zu bestimmen, welche der beobachteten Spannung entspricht. Die meisten der Physiker, welche diese Methode innerhalb der Gränzen der atmosphärischen Temperaturen anwandten, begnügten sich damit, neben den Barometern, in der Höhe der Kammer, ein Quecksilber-Thermometer aufzuhängen, dessen Angaben sie als die der Spannung entsprechenden Temperatur betrachteten. Solchergestalt hat Kaemtz zwei Jahre hindurch eine lange Reihe von Beobachtungen der Spannkräfte zwischen — 19° und + 26° angestellt [1]).

Dasselbe Verfahren wurde von mehren Physikern für Temperaturen höher als die der Atmosphäre angewandt. In diesem Fall waren die beiden Barometer von einer mit Wasser gefüllten Glashülle umschlossen, deren Temperatur successiv erhöht ward. Dalton brachte das feuchte Barometer in eine zweite Röhre, verschloſs diese unten durch einen das Barometer durchlassenden Kork, und füllte den Zwischenraum beider Röhren mit Wasser, welches folgweise auf verschiedene Temperaturen gebracht ward. Dieſs Verfahren ist nur wenig Genauigkeit fähig, denn es ist unmöglich, eine flüssige Säule von einiger Höhe in gleichförmiger Temperatur zu erhalten, ohne die Flüssigkeit beständig umzurühren, und bei den Versuchen von Dalton war kein Mittel vorhanden, die Temperatur so lange stationär zu erhalten, daſs die Quecksilbersäule mit der umgebenden Flüssigkeit in Temperaturgleichgewicht kam.

Ich habe nach dieser Methode einige Versuche ge-

1) Lehrbuch der Meteorologie, Bd. 1, S. 290.

macht, um zu sehen, bis wie weit sie genaue Resultate gebe.

Ein trocknes und ein benäſstes Barometer, beide in ein und dasselbe Quecksilbergefäſs getaucht, wurden an einem vollkommen lothrechten und in Centimeter getheilten Metallstab aufgerichtet. Das Quecksilbergefäſs stand in einem guſseisernen Topf von 26 Centm. Durchmesser, auf dessen Boden eine 6 bis 7 Centm. hohe Quecksilberschicht gegossen war, die sich nicht mit dem Quecksilber des barometrischen Gefäſses mischen konnte. Eine Glashülle von 23 Centm. Durchmesser und 1 Meter Höhe umgab beide Barometer. Diese Hülle wurde mit Wasser gefüllt; dasselbe drückte das Quecksilber im Topf hinab, und zwang es, in dem ringförmigen Raum zwischen der Hülle und der Innenwand des Topfs emporzusteigen. Ein Quecksilber-Thermometer hing im Wasser der Hülle neben den barometrischen Kammern; endlich erlaubte ein auf- und abzuführender Rührstab mit Flügeln das Wasser der Hülle seiner ganzen Höhe nach umzurühren. Der Topf stand auf einem eisernen Dreifuſs, unter welchen ein Ofen gestellt wurde, um die Temperatur des Wassers langsam zu heben. Die Spannkraft des Wasserdampfs ward in jedem Fall durch den Höhenunterschied der beiden Quecksilbersäulen gegeben, nachdem der Stand des benäſsten Barometers wegen der dünnen Wasserschicht auf demselben berichtigt worden.

Das in das Barometer gebrachte Wasser muſs vollkommen luftfrei seyn. Um diese Bedingung zu erfüllen, nahm ich aus dem wohl ausgekochten und an dem offenen, etwas ausgezogenen Ende des noch heiſsen Barometers eine kleine Menge Quecksilber fort, und ersetzte es durch siedendes Wasser, welches eine halbe Stunde lang ausgekocht worden war. Ich setzte dann sogleich einen Finger auf die Oeffnung, und kehrte das Barometer um. Um mich zu überzeugen, daſs die Bedingung der Einführung von luftfreiem Wasser wirklich erfüllt sey, lieſs ich das

Barometer bis zum andern Morgen stehen, und neigte es dann rasch, um das barometrische Vacuum zu vernichten. Wie wenig Luft auch in der Kammer geblieben war, so gewahrte man doch ein Bläschen, das einige Zeit verweilte, bis es vom Wasser wiederum gelöst ward. Erst nach mehren fruchtlosen Bemühungen gelang es, feuchte Barometer luftfrei darzustellen.

Der Höhenunterschied beider Säulen wurde durch ein Kathetometer gemessen. Die Anwendung dieses Instruments kann hier zu bedeutenden Fehlern Anlaſs geben, wenn man nicht die Ablenkungen berichtigt, welche die Strahlen, vermöge der Unregelmäſsigkeiten des geblasenen Glases der Hülle, durch Refraction erleiden. Um diese Ablenkungen kennen zu lernen, und sie nach Bedürfniſs zu berichtigen, sind die beiden Barometer der Länge nach mit einer lothrechten, in Centimeter getheilten Metallleiste versehen. Man miſst die Abstände dieser Theilstriche mit dem Kathetometer, wenn die Hülle noch nicht dazwischen gesetzt ist; man thut dasselbe, nachdem die Hülle hingestellt und mit Wasser gefüllt ist, und versichert sich, ob die Striche noch dieselben Abstände haben. Im Fall die Abstände nur wenig geändert worden, ist es leicht, die Verschiebungen in Rechnung zu ziehen, und darnach die beobachteten Höhen zu berichtigen. An meinem Apparat zeigte die Glashülle sehr groſse Unregelmäſsigkeiten, und ich hielt es nicht für räthlich, mich derselben zu bedienen, da an den beobachteten Höhen sehr bedeutende Berichtigungen hätten angebracht werden müssen, und sie folglich eine groſse Unsicherheit mit sich geführt haben würden.

Ich nahm statt der Glashülle eine Blechhülle von gleichem Durchmesser, unten cylindrisch und oben in einem quadratischen Kasten endend, an dem zwei gegenüberstehende Seiten durch zweckmäſsig gewählte Plangläser gebildet waren. Die auf der Leiste gezogenen Striche hatten nun denselben scheinbaren Abstand, sie

mochten geradezu oder durch das Wasser der Hülle betrachtet werden.

Um die Temperatur zu erhöhen, stellte man einen Ofen unter den Topf, und rührte das Wasser der Hülle von Zeit zu Zeit um. Wenn man der Temperatur, bei welcher man beobachten wollte, nahe kam, so nahm man den gröſsten Theil der Kohlen fort, und rührte das Wasser in der Hülle fortwährend um, bis das neben der barometrischen Kammer befindliche Thermometer nicht mehr stieg; dazu war eine sehr lange Zeit erforderlich; im Moment des Maximums maaſs man den Höhenunterschied beider Säulen. Um einen zweiten Versuch anzustellen, brachte man wieder brennende Kohlen in den Ofen, so daſs das Thermometer abermals zum Steigen kam; sobald dieſs der Fall war, nahm man die Kohlen fort, und verfuhr wie vorhin. So erhielt man zwei Bestimmungen für sehr benachbarte Temperaturen.

Diese Methode giebt sehr genaue Resultate für gleiche oder wenig höhere Temperaturen, als die der Umgebung; allein sie ist nicht mehr streng für etwas höhere Temperaturen. Das Wasser zertheilt sich dann leicht in Schichten von verschiedener Temperatur, und die Gleichförmigkeit der Temperatur erreicht man nur durch ein fortwährendes und rasches Umrühren; sobald dieses aufhört, um dem Beobachter die Messung des Höhenunterschiedes der Quecksilbersäulen zu erlauben, beginnt sogleich die Sonderung der Schichten, und die Bestimmungen wurden unsicher. Nach dieser Methode habe ich über die Spannkraft des Wasserdampfs zwischen $+10^{\circ}$ und $+30^{\circ}$ C., Temperaturen, die sich in jedem Fall nur wenig von der der Umgebung entfernten, eine ziemlich groſse Zahl von Bestimmungen gemacht. Ich bringe sie hier nicht bei, da sie identisch sind mit denen, die ich weiterhin geben werde, und, meiner Meinung nach, mit zweckmäſsigern Apparaten angestellt sind.

Eine andere Reihe machte ich mittelst des Apparats

von zwei Barometern, einem trocknen und einem benäſsten, wobei die beiden Quecksilbersäulen nicht mehr ihrer ganzen Länge nach erhitzt wurden.

Zwei möglichst ähnliche Barometer von 14 Millimet. innerem Durchmesser sind neben einander an einem Brette *PP'* aufgestellt (Taf. II, Fig. 1). Diese Barometer gehen durch die beiden Tubulaturen *ab* eines Kastens von verzinktem Eisenblech *VV'V"*, und werden in denselben mittelst Kautschuck festgehalten. Der Kasten *VV'V"*, dessen horizontaler Durchschnitt in Fig. 3 dargestellt ist, hat an einer seiner Seiten eine rechteckige Oeffnung *EFGH*, um welche ein eiserner Rahmen befestigt ist. An diesem Rahmen wird vermittelst eines zweiten, dem ersteren ähnlichen Rahmen *E'F'G'H'* ein Parallelglas gelegt, und daran mittelst einer Schraube befestigt. Eine nach der Form dieser Rahmen geschnittene Kautschucktafel wird zwischen das Glas und den Rahmen *EFGH* gelegt, um den Verschluſs dicht zu machen. Diese Einrichtung gestattet, das Glas fortzunehmen und mit der gröſsten Leichtigkeit wieder einzusetzen. Die beiden Barometer tauchen in dieselbe Wanne *U*. Der Blechkasten faſst ungefähr 45 Liter, und steht auf einem eisernen Gestell *TT'T"*.

Um zu sehen, ob die Dazwischensetzung des Glases und des den Kasten füllenden Wassers eine Ablenkung der Lichtstrahlen bewirke, welche die Messung der Niveaux mittelst des Kathetometers fehlerhaft mache, zog ich zuvor auf das trockene Barometer, etwa in der Höhe, wo gewöhnlich das Quecksilber stehen blieb, einen horizontalen sehr feinen Strich, und auf das benäſste Barometer eine Theilung in Centimeter. Ich maaſs die Abstände des Merkstrichs am Barometer von allen folgenden Theilstrichen des benäſsten Barometers: 1) wenn das Glas nicht dazwischen war, 2) wenn es dazwischen und das Gefäſs mit Wasser gefüllt war. So erkannte ich, daſs die Dazwischensetzung des Glases und des Wassers oft eine ab-

solute Ablenkung der Strahlen von zuweilen bis 0,5 Millimeter bewirkte; allein die relativen Ablenkungen der Theilstriche des benäſsten Barometers in Bezug auf den Merkstrick am trocknen Barometer waren immer viel kleiner. Diese Ablenkungen, die einzigen, welche einen Einfluſs auf die Beobachtungen haben konnten, stiegen niemals über $0^m,10$, waren vielmehr fast immer geringer, und oft ganz zu vernachlässigen. Man sah übrigens sorgfältig darauf, die Barometer genau lothrecht und dem Glase parallel zu stellen.

Der Kasten $VV'V''$ ist mit Wasser gefüllt, welches ein Gehülfe fortwährend umrührt. Er enthält ein sehr empfindliches Quecksilber-Thermometer, welches mit einem kleinen horizontalen Fernrohr beobachtet wird.

Der Beobachter richtet das Fernrohr des Kathetometers auf den Scheitel der Quecksilberkuppe des benäſsten Barometers. Im Moment der Beobachtung wird mit dem Umrühren eingehalten, und unmittelbar nachher wieder damit begonnen. Man hält abermals ein im Moment, wo der Beobachter nach der Kuppe des trocknen Barometers visirt. Somit ist das Wasser in einer fortdauernden Bewegung, die durch die Weite des Gefäſses sehr erleichtert wird.

Bei der Temperatur der umgebenden Luft lassen sich die Beobachtungen mit groſser Genauigkeit und beliebig oft anstellen. Bei höheren Temperaturen nimmt man mittelst eines Hebers einen Theil des kalten Wassers fort, und ersetzt es durch eine entsprechende Menge heiſses Wasser, stellt unter das Blechgefäſs eine Weingeistlampe, und nähert diese mehr oder weniger dem Boden, oder schraubt ihren Docht mehr oder weniger heraus, so daſs, bei fortwährender Umrührung des Wassers, die Temperatur vollkommen stillstehend bleibt. Diese Bedingung ist durch einiges Probiren leicht zu erreichen, und wenn die Temperatur des Wassers nicht 50° C. überschreitet, gelingt es, die Temperatur beliebig lang stationär zu er-

halten. Es ist nur nöthig, daſs das Umrühren des Wassers lebhaft und fortdauernd geschehe.

Bei einer und derselben stationär gewordenen Temperatur machte man drei oder vier Beobachtungen, in Zwischenräumen von 8 bis 10 Minuten zwischen zwei auf einander folgenden. Zuweilen lieſs man absichtlich zwischen zwei Beobachtungen die Temperatur des Bades um einige Hundertel steigen oder fallen, und machte dann durch gehörige Regelung der Lampe die Temperatur wieder stationär. Dadurch war es leicht zu erkennen, daſs die Bewegungen der Quecksilbersäule den geringsten Veränderungen des Thermometers folgten, und allemal, wenn das Thermometer dieselbe Temperatur zeigte, fand man auch dieselbe Spannung.

Bei diesem Verfahren werden die Quecksilbersäulen nicht ihrer ganzen Höhe nach erwärmt, aber die zum Gefäſs herausragenden Stücke befinden sich unter vollkommen einerlei Umständen. Der Höhenunterschied beider Säulen hat die Temperatur des Bades, und dieser Unterschied, auf Null reducirt, giebt die Spannung des Wasserdampfs.

Man kann indeſs sich fragen, ob die ganze mit Dampf erfüllte Kammer genau die Temperatur des Bades habe, ob nicht z. B. die Oberfläche des Quecksilbers, wegen ihrer Communication mit dem unteren, kälteren Quecksilber, eine etwas niedrigere Temperatur besitze. Letzteres würde sicher der Fall seyn, wenn man den Quecksilberspiegel bis nahe zum Boden des Gefäſses herabsinken lieſse, allein bei meinen Versuchen blieb derselbe immer mehre Decimeter darüber. Uebrigens schien es mir zweckmäſsig, mich von diesem Umstand durch einen directen Versuch zu überzeugen. Ich befestigte in den beiden Tubulaturen meines Gefäſses zwei unten geschlossene Röhren von 14 Millimeter innerm Durchmesser. Die oberen Oeffnungen dieser Röhren übersteigen das Niveau des Wassers im Gefäſs, und ihre geschlossenen Enden befanden sich in der Höhe des Quecksilberspiegels der

Wan-

Wanne *U*. Eine dieser Röhren enthielt Quecksilber bis zu gleicher Höhe mit dem Quecksilberspiegel des wahren Barometers, dessen Stelle sie einnahm. Das Quecksilber im zweiten Rohre stieg bloſs bis zum niedrigsten Punkt, wo es sich, bei den Versuchen über die Spannkraft des Wasserdampfs, im benäſsten Barometer befunden hatte. Nachdem das Gefäſs *VV'* mit Wasser von der umgebenden Temperatur gefüllt worden, maaſs man nach Verlauf einiger Stunden den Niveau-Unterschied mittelst des Kathetometers; dann steigerte man die Temperatur successive bis 50° C., und maaſs dabei, nachdem die Temperatur, wie bei den eigentlichen Versuchen über die Dampfspannung, stationär gemacht worden, von Zeit zu Zeit die Niveaudifferenz der Säulen.

Die unter diesen verschiedenen Umständen beobachteten Niveaudifferenzen, durch Rechnung auf 0° reducirt, müſsten constant seyn, wenn die beiden Säulen gleichen Einfluſs in ihren entsprechenden Theilen erlitten hätten. Und in der That ergab es sich so, denn die Unterschiede übersteigen niemals $0^{mm},07$.

Nachdem das Wasser des Gefäſses auf 45° C. gebracht, und diese Temperatur mittelst der Lampe stationär gemacht worden, tauchte man ein sehr empfindliches Quecksilber-Thermometer in das Quecksilber der Röhre, welche diese Flüssigkeit im niedrigsten Niveau enthielt. Nach Verlauf von zwei bis drei Minuten zeigte es eine absolute stationäre Temperatur an; nun zog man es rasch aus der Röhre, und tauchte es in das Wasser des Gefäſses. Es war unmöglich, die geringste Temperatur-Erhöhung nachzuweisen, obwohl das angewandte Thermometer 0,02 eines Grades mit Sicherheit zu erkennen gestattete. Ein zweites, beständig im Wasser des Gefäſses gehaltenes Thermometer erlaubte übrigens nachzuweisen, daſs die Temperatur in der Zwischenzeit der beiden mit dem ersten Thermometer gemachten Beobachtungen sich nicht verändert hatte.

Der Quecksilberspiegel im benäſsten Barometer ist mit einer Wasserschicht von 3 bis 4 Millimeter Höhe bedeckt. Diese Schicht drückt, vermöge ihres Gewichts, den Quecksilberspiegel herab, allein andererseits strebt sie ihn, vermöge der Capillarwirkung, zu erhöhen. Miſst man mit dem Kathetometer den Abstand zwischen dem tiefsten Punkt des vom Wasser gebildeten concaven Meniskus und dem Scheitel des convexen Meniskus vom Quecksilber, und dividirt diesen Abstand durch 13,5, die Dichte des Quecksilbers gegen Wasser, so erhält man die kleine Quecksilberhöhe, die der also geschätzten Wassersäule gleichkommt. Der Capillareinfluſs des Wassers wurde durch einen directen Versuch bestimmt. An das obere Ende zweier Barometerröhren, die zu den vorhergehenden Versuchen gedient hatten, wurden Glasröhren von kleinem Kaliber geschmolzen, und diese in eine kleine dreiarmige Kupferröhre eingekittet. Der dritte Arm enthielt eine Glasröhre, die zu der Luftpumpe führte. Zwischen einer der Barometerröhren und der entsprechenden kupfernen Tubulatur befand sich ein U-Rohr, gefüllt mit schwefelsaurem Bimstein. Die beiden Barometer tauchten in eine und dieselbe Quecksilberwanne. Man pumpte den Apparat mehrmals aus, und lieſs wieder Luft hinein, um die mit dem schwefelsauren Bimstein communicirenden Röhrenwände zu trocknen; endlich pumpte man nochmals aus, und schmolz die mit der Luftpumpe communicirende Röhre vor der Lampe zu: dann versicherte man sich, daſs die beiden Säulen in Niveau seyen, und lieſs in eine der Röhren eine dünne Wasserschicht eintreten, ungefähr gleich der, die zu den Versuchen über den Dampf gedient hatte. So hatte man zwei unvollkommene Barometer, die mit einander communicirten, folglich einem gleichen innern Druck ausgesetzt waren; allein das eine Barometer war trocken, und das andere enthielt eine dünne Wasserschicht. Man wartete bis zum andern Morgen, um sicher zu seyn, daſs die beiden Säulen genau gleiche Tem-

peratur hätten; dann bestimmte man die Niveaudifferenz der beiden Quecksilber-Menisken und die Höhe der Wassersäule. Diese letztere Höhe, in Quecksilberhöhe verwandelt, würde den beobachteten Höhenunterschied der beiden Quecksilbersäulen vorstellen, wenn in der Capillarwirkung keine Aenderung stattgefunden hätte. Der Effect dieser letzteren Ursache ward also gemessen durch den Höhenunterschied der beiden Quecksilber-Menisken, verringert um die auf Quecksilber reducirte Wassersäule. Dadurch ergab sich, daſs die benäſste Säule, berichtigt wegen des Gewichts der kleinen Wasserschicht, vermöge der Capillarwirkung des Wassers um $0^{mm},12$ gehoben war.

Die Tafel I enthält die auf diese Weise erlangten Resultate.

Tafel I.

Temperatur Therm. No. 7.	Dampfſpannung beobachtet, mm.	Dampfſpannung berechnet, mm.	Unterschied mm.	Temperatur Therm. No. 7.	Dampfſpannung beobachtet, mm.	Dampfſpannung berechnet, mm.	Unterschied mm.
9°,73 C.	9,03	9,002	+0,03	38°,09 C.	49,55	49,543	+0,01
9 ,73	9,05			40 ,28	55,73	55,733	0,00
11 ,64	10,27			40 ,28	55,67		
11 ,62	10,19	10,200	— 0,01	40 ,25	55,55		
11 ,62	10,23			46 ,20	75,76		
13 ,56	11,62	11,575	+0,05	46 ,24	75,96		
13 ,56	11,60			46 ,23	75,88	76,04	— 0,16
15 ,56	13,18	13,16	+0,02	51 ,39	98,29		
15 ,58	13,16			51 ,39	98,23	98,541	— 0,31
17 ,67	15,07			58 ,62	139,05		
17 ,68	15,13			58 ,56	138,81	139,119	— 0,31
17 ,68	15,05	15,052	0,00	58 ,49	138,25		
19 ,36	16,74	16,716	+0,02	21 ,08	18,66		
19 ,35	16,70			21 ,08	18,64	18,585	+0,06
21 ,41	18,94			21 ,08	18,62		
21 ,41	18,96	18,965	0,00	8 ,79	8,44		
21 ,41	19,00			8 ,79	8,44	8,454	— 0,01
23 ,66	21,74	21,736	0,00	8 ,79	8,46		
23 ,67	21,78			4 ,32	6,32		
23 ,66	21,76			4 ,33	6,30	6,239	+0,06
26 ,01	25,05			4 ,34	6,28		
26 ,02	25,07	25,059	+0,01	4 ,94	6,54		
26 ,02	25,07			4 ,97	6,54		
28 ,80	29,44	29,437	0,00	5 ,00	6,56	6,534	+0,03

Temperatur Therm. Nr. 7.	Dampfspannung beobachtet, mm.	Dampfspannung berechnet, mm.	Unterschied mm.	Temperatur Therm. No. 7.	Dampfspannung beobachtet, mm.	Dampfspannung berechnet, mm.	Unterschied mm.
28°,80 C	29,46			6°,15 C.	7,06		
31 ,95	35,27	35,259	+ 0,01	6 ,17	7,10	7,081	+ 0,02
31 ,95	35,29			6,19	7,12		
34 ,79	41,29			6 ,22	7,14		
34 ,75	41,25	41,252	0,00	7 ,50	7,73	7,745	— 0,01
34 ,75	41,23			7 ,51	7,69		
38 ,09	49,51			7 ,52	7,71		
38 ,09	49,59						

II. Die zweite Reihe von Versuchen wurde mittelst des Apparats Taf. II, Fig. 1, 2, 3, angestellt. Ein etwa 500 Kubikcentimeter fassender Ballon *A* umschlieſst ein ganz mit frisch ausgekochtem Wasser gefülltes Kügelchen, und durch die angeschmolzene gekrümmte Röhre ist er an das dreiarmige Kupferstück *def* gekittet. In der Tubulatur *e* sitzt eingekittet ein krummes Rohr *e g h*, gelöthet an den obern Theil einer Barometerröhre *h a*, welche durch die Tubulatur *a* des Blechgefäſses *V V'* geht. Durch die zweite Tubulatur *b* dieses Gefäſses geht ein wahres Barometer, welches in dieselbe Wanne *U* taucht. In der dritten Tubulatur *f* des dreiarmigen Kupferstücks *def* ist eine Röhre eingekittet, die zur Luftpumpe führt; doch wird auf dem Wege dahin ein mit schwefelsaurem Bimstein gefülltes Rohr *MN*, von etwa 1 Meter gesammter Länge, eingeschaltet.

Nachdem der Apparat so vorgerichtet ist, pumpt man ihn mehrmals leer, und läſst jedesmal die Luft langsam wieder eintreten, um damit die Röhre *MN* auszutrocknen. Nach 40 bis 50maliger Auspumpung kann man den Ballon als vollständig getrocknet betrachten; dann pumpt man ihn noch einmal, und zwar möglichst vollkommen aus. Die Luftpumpe, über die ich verfügte, brachte bei meinen ersten Versuchen das Vacuum schwierig unter 2 Millimeter herab, allein, nachdem sie gereinigt worden, gab sie oft das Vacuum bis auf 1 Millimeter.

Sobald das Vacuum möglichst vollkommen ist, verschlieſst man die Röhre *fl* vor der Lampe. Man umgiebt den Ballon *A* mit schmelzendem Eise, und miſst, nach einiger Zeit, den Höhenunterschied der beiden Quecksilbersäulen mit dem Kathetometer. So hat man die Spannkraft der im Ballon zurückgebliebenen trocknen Luft bei 0° C. Nun nimmt man das Eis fort, erhitzt den Ballon durch einige Kohlen, die in einen Löffel mit gekrümmtem Stiel gelegt sind, und bringt das Kügelchen durch Ausdehnung des darin enthaltenen Wassers zum Bersten. Man umgiebt den Ballon auf's Neue mit schmelzendem Eise, und miſst nach Verlauf einiger Zeit den Höhenunterschied der beiden Menisken. Dieser Unterschied, verringert um den, der vor dem Bersten des Kügelchens zwischen den Höhen der beiden Menisken vorhanden war, giebt die Spannkraft des Wasserdampfs bei 0°. Man traf die Sorgfalt, diese Messungen, in Zwischenzeiten von 10 Minuten, hinreichend oft zu wiederholen, um sich zu überzeugen, daſs die Höhenunterschiede recht constant waren.

Um diese Bestimmungen bei höheren Temperaturen auszuführen, setzte man das Planglas in seinen Rahmen *EFGH*, füllte das Gefäſs mit recht klarem Wasser, und verfuhr genau so wie bei der ersten Reihe S. 127. Um die durch die Dazwischensetzung des Glases und Wassers bewirkte prismatische Ablenkung der Lichtstrahlen zu ermitteln, hatte man, wie bei den Versuchen der ersten Reihe S. 126, auf das Barometer *bo* einen Merkstrich gezogen, und auf die Röhre *ah* eine Centimetertheilung. Durch diese Methode erhielt man die Bestimmungen, die in der Tafel No. II, Reihe *A*, *B*, *C*, angegeben sind.

Bei allen Versuchen ist es von Wichtigkeit, daſs das Barometer vollkommen richtig sey; auch sah man darauf, den Apparat so einzurichten, daſs das Barometer *bo* in jedem Augenblick der Versuche leicht mit einem Normalbarometer verglichen werden konnte. Zu dem Ende trug

das Brett, an welchem die Barometerröhren befestigt waren, ein Metallstück r, mit einer lothrechten Schraube, die an beiden Enden in abgerundeten Spitzen endigte. Diese Schraube ward gedreht, bis ihre untere Spitze mit dem Quecksilberspiegel der Wanne im Niveau war. Während das Glas nicht in seinem Rahmen war, maaſs man mit dem Kathetometer den Abstand des Quecksilberspiegels im Barometer bo von der oberen Spitze der Schraube. Um dann die Höhe der gehobenen Quecksilbersäule zu haben, brauchte man nur zu diesen Abstand die Länge der Schraube von Spitze zu Spitze zu messen, was, wenn man die Schraube zweckmäſsig emporgedreht hatte, mit dem Kathetometer sehr genau geschah.

Die Richtigkeit des Barometers kann noch auf eine andere, ebenfalls einer groſsen Genauigkeit fähigen Methode geprüft werden. Durch Eingieſsen einer gröſsern Menge Quecksilber in die Wanne U, oder durch Fortnehmen einer gewissen Menge von demselben, kann man nämlich die Geräumigkeit der barometrischen Kammer innerhalb groſser Gränzen verändern, und wenn das Barometer vollkommen luftfrei ist, muſs dabei seine Höhe dieselbe bleiben, welch eine Geräumigkeit die barometrische Kammer auch haben möge; wie wenig Luft auch das Barometer enthalte, so ist dieſs nicht mehr der Fall [1]).

Derselbe Apparat eignet sich sehr gut zur Bestimmung der Spannkräfte des Wasserdampfs in niederen Temperaturen; nur bediene ich mich dann nicht mehr des Blechgefäſses VV', sondern einer Glasglocke von kleinerer Dimension, die etwa 20 Liter faſst. Die Barometerröhren sind dann einfach an ihrem Brett befestigt, und der Ballon A befindet sich in gröſserem Abstande

1) Diese letztere Prüfungsmethode ist vor langer Zeit von Hrn. Arago angegeben, und auch benutzt worden, ein Reisebarometer zu construiren, das man an Ort und Stelle füllen kann, ohne das Quecksilber auszukochen. (Auch in Deutschland ist diese Methode längst bekannt und benutzt. *P.*)

von diesen Röhren. Zuerst wird der Ballon mit schmelzendem Eise umgeben, um die Dampfspannung bei 0° zu bestimmen, dann nimmt man es fort, und gieſst in die Glocke eine concentrirte Lösung von Chlorcalcium, die man, indem man Eis darin auflöst, schrittweise in ihrer Temperatur erniedrigt. Diese Lösung muſs fortwährend umgerührt werden; es gelingt ziemlich leicht, die Temperatur, wenn auch nicht durchaus stillstehend zu machen, doch so lange man will innerhalb sehr enger Gränzen zu halten, wenn man im Moment, wo die Temperatur zu steigen anfängt, kleine Mengen zerstoſsenen Eises hineinwirft. Um gröſsere Kälte zu erlangen, wandte man krystallisirtes Chlorcalcium an, welches man schichtenweise mit Schnee mengte. So wie dieſs Gemenge flüssig wurde, rührte man es fortwährend um; dadurch sank die Temperatur allmälig so weit, daſs nur noch sehr wenig Eis auf der Oberfläche der Flüssigkeit schwimmen blieb. Im Augenblick des Minimums, das man übrigens durch Einschüttung kleiner Mengen Schnee einige Zeit unterhalten kann, macht man die Beobachtung, unter fortdauerndem Umrühren der Flüssigkeit.

Um die Temperatur des Bades zu erhöhen, wurden kleine Mengen einer concentrirten und heiſsen Chlorcalcium-Lösung in die Glocke geschüttet, wodurch man die geeignete Temperatursteigerung erhielt. Es wurde eine erhitzte Chlorcalcium-Lösung, und nicht reines Wasser angewaudt, um nicht das Erkältungsvermögen der Flüssigkeit des Bades zu verringern; so vermochte man eine neue Temperatursenkung durch Hinzufügung von gestoſsenem Eise zu bewirken.

Einleuchtend ist, daſs man die Temperatur desto leichter stationär halten kann, je mehr dieselbe sich der der Umgebung nähert; auch ist die Veränderung der Spannkraft des Wasserdampfs mit der Temperatur in diesem Fall am beträchtlichsten. Unterhalb — 20° C. bewirkt ein Wechsel von einem Zehntelgrad in der Temperatur

nur unmerkliche Veränderungen in der Spannkraft des Wasserdampfs.

Die auf diese Weise angestellten Versuche sind in der Tafel III, Reihe *F*, *G* und *H* angegeben.

Das Verfahren, abgeändert wie eben beschrieben, kann für Temperaturen niedriger als die der umgebenden Luft dienen; allein ich habe mich durch directe Versuche überzeugt, daſs es auch genaue Resultate giebt für Temperaturen, die um mehre Grade höher sind als die der Atmosphäre. Zu dem Ende stellte man den Ballon wieder in den Blechkasten *V V' V''*, was leicht geschah, ohne etwas aus einander zu nehmen; die Barometerröhren blieben auſserhalb des Kastens, und die Tubulaturen *a* und *b* des Blechgefäſses wurden durch Pfropfen verschlossen. Die Beobachtungen sind ziemlich genau, so lange man das Wasser nicht mehr als 15 Grad über die Temperatur der Umgebung erwärmt; allein über diese Gränze hinaus fängt das Wasser an zu destilliren und sich in den Röhren zu verdichten; dann werden die Beobachtungen unsicher. Auf diese Weise wurden die Reihen *D* und *E* erhalten.

Die eben beschriebenen Methoden sind einer groſsen Genauigkeit fähig; die Apparate sind leicht vorgerichtet, und eignen sich zur Bestimmung der Spannkraft des Wasserdampfs, die sich in einer mehr oder weniger verdünnten Luft entwickeln. Im letzteren Fall braucht man nur den Apparat mit zwei Barometern zu ersetzen durch ein System von communicirenden Röhren, so eingerichtet wie in Fig. 8, Taf. II. Auf diese Weise machte ich Bestimmungen über die Spannkraft des Wasserdampfs in Luft unter dem gewöhnlichen Druck, um zu erkennen, ob diese Spannkraft wirklich der im Vacuo gleich ist; allein ich behalte sie einer künftigen Bekanntmachung vor.

Wesentlich für die Genauigkeit der Versuche ist es, daſs der Ballon vor dem Bersten des Kügelchens vollständig ausgetrocknet sey; dahin gelangt man, wenn man

den Ballon mehrmals mit einer guten Luftpumpe evacuirt, und trockene Luft wieder eintreten läſst. Ich wollte mich überzeugen, ob man nicht durch Erhitzung des Ballons bei dem Auspumpen zu einer vollständigeren Trocknung desselben gelange, und demgemäſs für Dampfspannungen bei 0° C. gröſsere Werthe erreiche.

Der Apparat wurde folgendermaſsen abgeändert. Das mit Wasser gefüllte Kügelchen wurde nicht mehr in den Ballon gebracht, sondern in eine kleine Seitenröhre *mm*, Fig. 4, welche an einem Ende in die kupferne Tubulatur *f* eingekittet, und am andern mit einer Röhre voll schwefelsaurem Bimstein verknüpft war. Man trocknete den Apparat wie gewöhnlich mittelst einer Luftpumpe; allein um diese Austrocknung wirksamer zu machen, umgab man den Ballon mit Kohlen, und erhitzte ihn dadurch bis 300 oder 400° C.; auch erhitzte man die Barometerröhre. Die Pumpe nahm zuletzt die Luft vollständiger fort als bei den Versuchen, bei denen man den Ballon nicht erhitzte. Man verschloſs die Röhre bei *l* vor der Lampe. Man wartete bis zum andern Morgen, um die Quecksilberröhren gleiche Temperatur annehmen zu lassen, umgab darauf den Ballon mit Eis, und bestimmte bei 0° die Spannkraft der im Apparat gebliebenen Luft. Ohne das den Ballon umgebende Eis fortzunehmen, brachte man das in die Röhre *mn* eingeschlossene Kügelchen zum Bersten, und das Wasser destillirte in den Ballon. Man löste die Röhre *mn* ab, indem man den capillaren Theil *k* zuschmolz. Der Apparat war nun fertig, und die Versuche wurden wie oben angestellt. Auf diese Weise wurden die Reihen *I*, *J*, *K* der Tafel III erhalten; sie gaben für die Spannkraft des Wasserdampfs bei 0° schwächere Werthe als man durch das erste Verfahren erhielt.

Endlich ist es leicht, den Apparat Fig. 1, 2, Taf. II zur Bestimmung der Spannung des Dampfs im absoluten Vacuo zu gebrauchen. Zu dem Ende schlieſst man das Wasser nicht mehr in ein Kügelchen, sondern bringt da-

von eine groſse Menge unmittelbar in den Ballon. Ist der Apparat wie gewöhnlich zusammengestellt, so evacuirt man ihn mit der Luftpumpe, erhitzt den Ballon *A* durch einige glühende Kohlen dergestalt, daſs sich eine kleine Menge Wasser in dem Barometerrohr *ah* verdichtet. Durch fortgesetztes Pumpen erlangt man eine anhaltende Destillation des im Ballon und im Barometerrohre befindlichen Wassers, und dieses Wasser verdichtet sich in der Röhre mit schwefelsaurem Bimstein *MN*. Auf diese Weise destillirt man mehre Grammen Wasser unter einem sehr schwachen Druck über, und wenn man dadurch alle Luft aus dem Apparat getrieben, verschlieſst man die Röhre bei *l* vor der Lampe. Die Bestimmung der Spannkraft des Wasserdampfs geschieht auf gewöhnliche Weise.

Auf diese Weise wurden die Reihen *L* und *M* der Tafel III erhalten.

III. Die eben beschriebenen Verfahrungsweisen lassen sich auch sehr gut zur Bestimmung der Spannkräfte von Dämpfen anderer Flüssigkeiten als Wasser anwenden, und sie erfordern nur eine sehr kleine Menge von der Substanz. Sind diese Flüssigkeiten von der Art, daſs sie den Kitt angreifen, so muſs man die Röhren nur äuſserlich an die Tubulatur *edf* kitten; es ist auch zweckmäſsig, Röhren anzuwenden, die in ihre kupferne Tubulaturen eingeschmirgelt sind, damit sie diese nahezu verschlieſsen. Der Apparat, so wie er in Fig. 1 u. 2, Taf. II abgebildet ist, eignet sich indeſs nur für Spannkräfte unterhalb 200 Millimeter. Wenn es sich darum handelt, gröſsere Spannungen zu bestimmen, so wende ich den Apparat Fig. 5 an. Diesen benutzte ich nicht beim Wasserdampf, sondern zur Bestimmung der Spannkräfte sehr flüchtiger Flüssigkeiten, wie Aether, Schwefelkohlenstoff etc. etc., worüber ich künftig eine Abhandlung veröffentlichen werde.

Er besteht aus einer gekrümmten Röhre *abc* von 15 Millm. innerem Durchmesser, die sich in einer feine-

ren gekrümmten Röhre ce endigt. Man füllt den verschlossenen Schenkel ab mit Quecksilber, und kocht dieses sorgfältig aus, um es vollständig von Luft und Feuchtigkeit zu befreien. Sobald das Quecksilber erkaltet ist, bringt man in den Schenkel bc eine kleine Menge der flüchtigen Flüssigkeit, und kocht dieselbe einige Augenblicke, um sie von ihrem etwaigen Luftgehalt gänzlich zu befreien; dann läſst man, durch zweckdienliches Neigen der Röhre, eine kleine Portion dieser noch heiſsen Flüssigkeit in den verschlossenen Schenkel ab flieſsen. Die im Schenkel bc zurückgebliebene Flüssigkeit treibt man durch Sieden aus, was man durch unvollständiges Auspumpen erleichtert. So bleibt der Schenkel bc mit trockner Luft gefüllt.

Hierauf wird die Röhre abc am Blechgefäſs VV' befestigt, in vollkommen lothrechter Stellung und hinter dem Glase. Die Röhre ce kittet man in ein dreiarmiges Kupferstück cdf, dessen Tubulatur d zu dem mit einem Hahn r versehenen manometrischen Apparat $hilk$ führt. In der Tubulatur f befindet sich ein feines Rohr fg eingekittet, welches man erforderlichenfalls mit einer kleinen Luftpumpe verknüpfen kann.

Die beiden communicirenden Röhren ih und kl werden vollständig mit Quecksilber gefüllt, wobei die im Apparat enthaltene Luft durch die offene Röhre fg entweicht; diese Röhre verschlieſst man vor der Lampe. Um den Druck zu verringern, läſst man durch Oeffnen des Hahns r Quecksilber aus dem Manometer abflieſsen; dadurch wird die im Schenkel bc enthaltene Luft in einen gröſseren Raum verbreitet, und folglich ihre Spannkraft geschwächt. Man läſst so viel Quecksilber ausflieſsen, daſs das Niveau in dem verschlossenen Schenkel ab bis m herabsinkt. Die Spannung des Dampfs wird gemessen durch den Druck der Atmosphäre, verringert um die Quecksilbersäule $\alpha\beta$ im Manometer und die mn in der gekrümmten Röhre abc. Der Capillareinfluſs der dünnen Wasserschicht, die sich

über dem Meniskus der Röhre *ab* befindet, wird, nach den Versuchen, durch directe Messungen bestimmt, wobei man durch Oeffnen der Röhre bei *a* den Druck in beiden Schenkeln *ab* und *bc* zur Gleichheit bringt.

Das Gefäſs *VV'* wird mit Wasser gefüllt, welches man, wie S. 127 gesagt worden, in einer constanten Temperatur erhält.

Durch folgendes Verfahren überzeugt man sich leicht, ob der Apparat gehörig eingerichtet, und keine Luft im Schenkel *ab* geblieben sey. Man macht eine erste Reihe von Bestimmungen, den Quecksilberspiegel bei *m* haltend; dann läſst man diesen, durch Ausflieſsen von Quecksilber, auf *m'* herabsinken. Nun ist der vom Dampf eingenommene Raum doppelt so groſs, wie beim ersten Versuch. Wenn im Schenkel *ab* die geringste Menge Luft enthalten wäre, würde man beim zweiten Versuch nicht dieselbe Dampfspannung wie beim ersten erhalten.

Wollte man durch dasselbe Verfahren die Dampfspannung einer bei niederen Temperaturen wenig flüchtigen Flüssigkeit untersuchen, so verknüpfte man die Röhre *fg* mit einer kleinen Luftpumpe, verdünnte zunächst mittelst derselben die im Schenkel *bc* enthaltene Luft, und schmölze darauf die Röhre *fg* zu. Der dreimal durchbohrte Hahn *z* (Fig. 5 *bis*, Taf. II) macht diese verschiedenen Manipulationen sehr leicht.

Will man unter stärkeren Drucken, als der der Atmosphäre, Versuche machen, so schmilzt man die Röhre *fg* in einem Moment zu, wo das Manometer kein Quecksilber enthält. Man gieſst alsdann Quecksilber in die Röhre *kl*; dadurch wird die in der Röhre *hi* befindliche Luft in einen immer kleineren Raum gedrängt, und somit ihre Spannkraft erhöht.

Das eben beschriebene Verfahren ist sehr bequem für sehr flüchtige Flüssigkeiten, weil es erlaubt, deren Spannkräfte zwischen sehr ausgedehnten Gränzen zu bestimmen. Beim Wasser habe ich es nicht angewandt, weil

ich es, wegen der groſsen Zahl von Messungen, die es erfordert, bei schwachen Spannungen für viel weniger genau halte, als die bereits beschriebenen Methoden, bei welchen ich mich bemüht habe, die Anzahl der Messungen möglichst zu verringern[1]).

Die Menisken in dem gekrümmten Rohre *abc* und im Manometer *hikl* wurden gleichzeitig von zwei Beobachtern mit zwei Kathetometern gemessen. Diese Vorsicht ist nothwendig, besonders bei etwas beträchtlichen Spannungen, weil die in der Röhre *hi* des Manometers befindliche Luft als Luftthermometer functionirt. Geschehen die Beobachtungen successive, so können daraus beträchtliche Fehler entspringen, indem kleine Temperaturänderungen in der umgebenden Luft Verschiebungen der Menisken bewirken.

1) Dieses Verfahren ist dem ähnlich, welches Hr. Magnus neuerlich in einem eben erschienen Aufsatz (Poggendorff's Annal. Bd. 61, S. 226) angewandt hat, um die Spannkraft des Wasserdampfs zwischen 0° und 100° C. zu bestimmen. Es weicht davon ab durch die Art, wie die Temperaturen bei den Beobachtungen stationär erhalten werden. Hr. Magnus gebraucht dazu einen aus mehren concentrischen Blechkasten zusammengesetzten Apparat, der mittelst darunter gestellten Weingeistlampen erhitzt wird. Ich habe Gelegenheit gehabt, in einer Note in den *Ann. de chim. et de phys. T. VI, p.* 370 einige Einwände gegen diese Methode zu machen. Hr. Magnus glaubt sie verwerfen zu müssen, indem er einen Versuch anführt, bei welchem zwei Luftthermometer von solcher Einrichtung, daſs eines das andere vollständig umschloſs, fortwährend übereinstimmend gingen, als sie allmälig bis 250° C. erhitzt wurden. Ich glaube nicht, daſs dieser Versuch die Schwierigkeit hebe; ich begreife nämlich nicht, wie zwei Luftthermometer unter den Umständen, in welche Hr. Magnus sie versetzte, merkliche Unterschiede zeigen sollten. Mein Einwurf gilt dem Fall, wo ein Luftthermometer mit einem Quecksilberthermometer verglichen wird (A. a. O. *T. VI, p.* 373). Diese Methode scheint mir besonders verwerflich zu seyn bei niederen Temperaturen, die in flüssigen Bädern so leicht stationär zu erhalten sind. Sicher würde Herr Magnus bei seinen Versuchen über die Spannkraft des Wasserdampfs in niederen Temperaturen nicht so groſse Unterschiede angetroffen haben, wenn er flüssige Bäder angewandt hätte.

Bei den meisten der obigen Versuche wird die Quecksilbersäule, welche den Druck überträgt, bis zu derselben Temperatur erwärmt, wie der Dampf, dessen Spannung man miſst, und zuweilen steht der Raum, in welchem sich der Dampf entwickelt, in leichter Gemeinschaft mit der das Quecksilber enthaltenden Röhre; das geschieht vor allem bei dem S. 124 beschriebenen Apparat. Wenn nun in den Temperaturgränzen, bei denen wir arbeiten, die Spannung des Quecksilberdampfs beträchtlich ist, so kann sich diese Spannung zu der der in Beobachtung genommenen Flüssigkeit addiren und die Bestimmungen unrichtig machen. Es ist also nothwendig, die Spannung des Quecksilberdampfs zwischen 0° und 100° direct zu bestimmen.

Ich habe auf S. 136 gezeigt, daſs man ziemlich genaue Werthe für die Spannung des Wasserdampfs erhält, selbst wenn die Barometerröhre, welche den Druck miſst, eine 8 bis 10 Grad niedrigere Temperatur besitzt als der Ballon, in welchem sich der Dampf entwickelt. Ich habe Gelegenheit gehabt, diese Thatsache auch beim Terpenthinöl nachzuweisen, selbst für beträchtlichere Temperaturüberschüsse. Es ist wahrscheinlich, daſs in diesem Falle die im Apparat gebliebene Luft, zurückgedrängt in den barometrischen Raum, dazu dient, den im Ballon entwickelten barometrischen Druck zu verpflanzen. Ich habe geglaubt, daſs diese Methode um desto mehr anwendbar sey, die Spannkraft des Quecksilberdampfs innerhalb Temperaturen, wo sie sehr klein ist, zu bestimmen.

In den Ballon des Apparats Fig. 1 und 2, Tafel II, brachte ich mit den auſserhalb des Gefäſses *VV'* befindlichen Barometerröhren etwa 300 Grammen sehr reines Quecksilber, pumpte ihn, unter Erhitzung des Quecksilbers, oftmals aus, um ihn zu trocknen, evacuirte ihn dann noch ein Mal, und verschloſs die Röhre vor der Lampe. Während der Ballon mit Eis umgeben war, maaſs ich den Niveau-Unterschied der beiden Quecksilbersäulen.

Ich nahm an, daſs die Spannung des Quecksilberdampfs bei 0° Null sey, so daſs der beobachtete Niveau-Unterschied bloſs die Spannung der im Apparat zurückgebliebenen Luft messe. Nun brachte ich den Ballon in Wasser, welches ich successiv bis zum Sieden erhitzte, unter Beachtung der Vorsichtsmaſsregeln, die vorhin beschrieben wurden, um die Temperaturen im Moment der Beobachtung stationär zu machen. Die Höhenunterschiede der beiden Quecksilbersäulen entstehen dann aus der Spannkraft der im Apparat zurückgebliebenen Luft und der des Quecksilberdampfs; man hat also die letztere, wenn man von dem beobachteten Höhenunterschied die Spannkraft der Luft für die in Rede stehende Temperatur, berechnet aus ihrer bei 0° direct beobachteten Spannkraft, abzieht.

Bei einem ersten Versuch lieſs ich absichtlich etwas viel Luft im Apparat; die Spannkraft dieser Luft bei 0° fand sich $=4^{mm},22$. Die Spannungen des Quecksilberdampfs ergaben sich:

bei	0°,00 C.	0,000 Millm.
-	23 ,57	0,068 -
-	38 ,01	0,098 -
-	100 ,60	0.555 [1]) -

Bei einem andern Versuch stellte ich ein fast vollkommenes Vacuum her, indem das im Ballon enthaltene Quecksilber während des Auspumpens erhitzt wurde. Die Spannkraft der im Ballon gebliebenen Luft betrug $0^{mm},10$ bei 0° C. Es wurden dann für die Spannungen des Quecksilberdampfs folgende Werthe erhalten:

1) Ich machte mehre Bestimmungen über die Spannung des Quecksilberdampfs bei höheren Temperaturen, indem ich den Ballon in ein Oelbad stellte. Bei 200° C. wurden die Versuche offenbar fehlerhaft wegen der Destillation des Quecksilbers. Wie dem auch sey, ich gebe hier die erhaltenen Zahlen, die nur als Annäherungen zu betrachten sind.

100°,6 C.	0,56 Millm.
146 ,3	3,46 -
177 ,9	10,72 -
200 ,5	22,01 -

0°,00	0,000 Millm.
25 ,39	0,034
49 ,15	0,087
72 ,74	0,183
100 ,11	0,407

Diese beiden Reihen weichen beträchtlich von einander ab, wenn man ihre relativen Werthe vergleicht; allein die absoluten Unterschiede sind wirklich sehr klein, und von der Ordnung der Unsicherheiten bei Beobachtungen. Sie genügen, glaube ich, zu zeigen, daſs die Spannung des Quecksilberdampfs bei 100° C. ungefähr $0^{mm},5$ ist [1]), und bei 50° C. kaum auf $0^{mm},10$ steigt; sie ist also unterhalb 50° C. beinahe zu vernachlässigen, weshalb ich nicht für nöthig hielt, ihretwegen eine Berichtigung in den nachfolgenden Tafeln anzubringen.

Tafel II.
Reihe A.

Temperatur Therm. No. 7.	Temperatur Therm. No. 8.	Mittel der Temperat.	Spannung beobacht.	Spannung berechnet.	Unterschied.
			mm.	mm.	mm.
0°,00 C.	0°,00 C.	0°,00 C.	4,695		
0 ,00	0 ,00	0 ,00	4,665		
0 ,00	0 ,00	0 ,00	4,675		
20 ,16	20 ,18	20 ,17	17,62		
20 ,14	20 ,18	20 ,16	17,64	17,563	+0,08
23 ,59	23 ,59	23 ,59	21,66		
23 ,57	23 ,58	23 ,57	21,62	21,618	— 0,00
23 ,45	23 ,42	23 ,58	21,56		
23 ,45	23 ,42	23 ,58	21,59		
28 ,18	28 ,26	28 ,22	28,50		
28 ,16	28 ,25	28 ,20	28,50	28,431	+0,07
28 ,03	28 ,09	28 ,06	28,13	28,200	— 0,07
28 ,07	28 ,11	28 ,09	28,31		
31 ,04	31 ,11	31 ,08	33,62	33,559	+0,06
31 ,04	31 ,13	31 ,08	33,62		
33 ,51	33 ,63	33 ,57	38,40		
33 ,49	33 ,61	33 ,55	38,38	38,583	— 0,20
36 ,42	36 ,53	36 ,48	45,49		

1) Nach Avogadro wäre sie bei 100° C. gar nur 0,03 Millimeter. (Ann. Bd. 27, S. 80.) *P.*

Temperatur.		Mittel der Temperat.	Spannung.		Unterschied.
Therm. No. 7.	Therm. No. 8.		beobacht.	berechnet.	
			mm.	mm.	mm.
36°,38 C.	36°,47 C.	36°,43 C.	45,35		
36 ,35	36 ,40	36 ,38	45,19		
36 ,37	36 ,42	36 ,40	45,29	45,183	+0,11
36 ,54	36 ,62	36 ,58	45,76		
36 ,56	36 ,62	36 ,59	45,76		
40 ,71	40 ,79	40 ,75	57,58	57,146	+0,43
40 ,65	40 ,72	40 ,69	57,38		
44 ,72	44 ,78	44 ,75	70,77	70,476	+0,29
49 ,65	49 ,75	49 ,70	90,69	90,617	+0,07
49 ,65	49 ,75	49 ,70	90,74		
		Reihe B.			
0 ,00	0 ,00	0 ,00	4,65		
0 ,00	0 ,00	0 ,00	4,65		
0 ,00	0 ,00	0 ,00	4,65		
19 ,81	19 ,83	19 ,82	17,26	17,199	+0,06
19 ,82	19 ,84	19 ,83	17,26		
19 ,82	19 ,85	19 ,83	17,26		
22 ,68	22 ,73	22 ,70	20,56	20,513	+0,05
22 ,69	22 ,73	22 ,71	20,58		
22 ,70	22 ,74	22 ,72	20,56		
24 ,65	24 ,68	24 ,67	23,07		
24 ,65	24 ,69	24 ,67	23,10	23,092	+0,01
24 ,67	24 ,70	24 ,69	23,15		
28 ,83	28 ,87	28 ,85	29,50	29,524	— 0,02
28 ,83	28 ,86	28 ,84	29,46		
28 ,83	28 ,86	28 ,85	29,48		
33 ,81	33 ,84	33 ,82	39,09		
33 ,81	33 ,84	33 ,82	39,11	39,170	— 0,06
18 ,31	18 ,35	18 ,33	15,84		
18 ,34	18 ,36	18 ,35	15,84	15,707	+0,06
18 ,36	18 ,37	18 ,36	15,84		
18 ,38	18 ,38	18 ,38	15,88		
20 ,99	20 ,97	20 ,98	18,60		
21 ,00	20 ,98	20 ,99	18,54		
21 ,01	20 ,99	21 ,00	18,60	18,495	+0,10
25 ,48	25 ,47	25 ,48	24,35		
25 ,50	25 ,49	25 ,49	24,35		
25 ,52	25 ,50	25 ,51	24,41	24,275	+0,15
25 ,56	25 ,51	25 ,53	24,45		
32 ,16	32 ,21	32 ,19	35,86		
32 ,18	32 ,21	32 ,20	35,88	35,737	+0,14
30 ,94	30 ,96	30 ,95	33,42		
30 ,94	30 ,98	30 ,96	33,48		
30 ,94	30 ,99	30 ,97	33,50	33,349	+0,15
30 ,97	31 ,00	30 ,98	33,48		
30 ,97	31 ,00	30 ,98	33,54		

Temperatur. Therm. No. 7.	Therm. No. 8.	Mittel der Temperat.	Spannung, beobacht.	berechnet.	Unterschied.
			mm.	mm.	mm.
34°,18 C.	34°,22 C.	34°,20 C.	40,22		
34 ,18	34 ,23	34 ,21	40,26	40,031	+ 0,23
34 ,19	34 ,24	34 ,22	40,28		
37 ,22	37 ,25	37 ,23	47,50		
37 ,22	37 ,25	37 ,23	47,44	47,281	+ 0,16
37 ,22	37 ,25	37 ,23	47,46		
39 ,39	39 ,39	39 ,39	53,34	53,142	+ 0,20
39 ,37	39 ,41	39 ,39	53,36		
39 ,43	39 ,44	39 ,43	53,50		
39 ,44	39 ,46	39 ,45	53,76		
42 ,58	42 ,63	42 ,61	63,22		
42 ,57	42 ,62	42 ,60	63,14	63,012	+ 0,13
42 ,56	42 ,61	42 ,59	63,26		
42 ,57	42 ,63	42 ,60	63,26		
16 ,49	16 ,50	16 ,50	14,05	13,972	+ 0,08
16 ,50	16 ,52	16 ,51	14,09		
16 ,44	16 ,55	16 ,54	14,07		

Reihe C.

Temp. Th. 7.	Spannung, beobach.	berechn.	Unterschied.	Temp. Th. 7.	Spannung, beobach.	berechn.	Unterschied.
	mm.	mm.	mm.		mm.	mm.	mm.
0°,00 C.	4,58			18°,11 C.	15,32		
0 ,00	4,55			20 ,28	17,59		
0 ,00	4,54			20 ,23	17,56		
0 ,00	4,60			20 ,25	17,52	17,661	— 0,13
0 ,00	4,58			20 ,29	17,56		
0 ,00	4,56			20 ,29	17,64		
0 ,00	4,58			20 ,29	17,63		
11 ,49	9,96			22 ,85	20,52		
11 ,52	9,97	10,133	— 0,16	22 ,85	20,58	20,699	— 0,12
11 ,54	10,04			22 ,86	20,56		
11 ,54	10,02			22 ,88	20,61		
13 ,84	11,66			25 ,59	24,25		
13 ,84	11,70	11,785	— 0,08	25 ,56	24,22	24,347	— 0,12
13 ,85	11,70			25 ,56	24,19		
14 ,04	11,84	11,939	— 0,10	28 ,14	28,21	28,332	— 0,12
14 ,04	11,82			28 ,13	28,15		
14 ,06	11,85			30 ,30	31,92	32,096	— 0,17
16 ,43	13,76			30 ,29	31,91		
16 ,46	13,83	13,937	— 0,10	32 ,49	36,16	36,352	— 0,17
19 ,12	16,34			32 ,42	36,01		
19 ,12	16,40	16,468	— 0,07	32 ,38	36,00		
19 ,13	16,44			32 ,39	35,99		
15 ,93	13,36	13,475	— 0,11	36 ,13	44,34	44,518	— 0,19
15 ,94	13,37			36 ,13	44,32		
18 ,10	15,32			38 ,88	51,37	51,704	— 0,33
18 ,09	15,32	15,453	— 0,13	38 ,86	51,31		

Reihe D.

Temperatur. Therm. No. 7.	Spannung, beobachtet.	Spannung, berechnet.	Unterschied.	Temperatur. Therm. No. 7.	Spannung, beobachtet.	Spannung, berechnet.	Unterschied.
	mm.	mm.	mm.		mm.	mm.	mm.
0°,00C.	4,69			13°,92C.	11,84	11,850	— 0,01
0 ,00	4,67			13 ,92	11,86		
0 ,00	4,67			13 ,92	11,86		
0 ,00	4,65			16 ,34	13,82		
8 ,20	8,14			16 ,35	13,82	13,840	— 0,02
8 ,24	8,18			16 ,36	13,82		
8 ,27	8,20	8,1640	+ 0,04	19 ,88	17,21		
8 ,28	8,26			19 ,88	17,21	17,263	— 0,05
9 ,00	8,58	8,574	+ 0,01	15 ,62	13,20		
9 ,00	8,60			15 ,61	13,22		
9 ,01	8,62			15 ,62	13,22	13,212	+ 0,01
9 ,02	8,62			15 ,62	10,24		
9 ,04	8,68						

Reihe E.

0 ,00	4,59			16 ,54	13,89		
0 ,00	4,59			16 ,55	13,91		
0 ,00	4,59			16 ,55	13,87		
6 ,70	7,27			16 ,55	13,91	14,016	— 0,10
6 ,72	7,27			18 ,32	15,53		
6 ,74	7,25	7,361	— 0,11	18 ,32	15,61	15,667	— 0,06
6 ,77	7,33			18 ,32	15,59		
7 ,39	7,66	7,693	— 0,03	20 ,51	17,81		
7 ,41	7,64			20 ,51	17,81	17,946	— 0,13
10 ,11	9,11			20 ,54	17,85		
10 ,11	9,13			22 ,84	20,53		
10 ,11	9,15	9,232	— 0,08	22 ,84	20,53	20,687	— 0,15
13 ,60	11,54			22 ,85	20,55		
13 ,60	11,56	11,605	— 0,04	9 ,98	9,07		
13 ,60	11,52			9 ,98	9,01		
13 ,60	11,52			9 ,98	9,07		
14 ,92	12,55			9 ,98	9,09	9,153	— 0,06
14 ,92	12,57	12,634	— 0,06	17 ,25	14,57		
14 ,91	12,57			17 ,25	14,55	14,650	— 0,10

Reihe F.

— 0°,37	4,48	4,457	+ 0,02	—30°,59	0,33		
—11 ,69	1,70			—28 ,13	0,47	0,427	+ 0,04
— 8 ,11	2,39	2,305	+ 0,08	—23 ,95	0,53		
— 4 ,61	3,19	3,100	+ 0,09	—19 ,41	0,88	0,885	0,00
— 7 ,82	2,46			—16 ,83	1,16	1,100	+ 0,06
— 2 ,43	3,81	3,739	+ 0,07	—14 ,62	1,38		
— 0 ,83	4,34			—12 ,55	1,62	1,581	+ 0,04

Reihe G.

Temperatur.		Spannung			Temperatur.		Spannung		
Therm. N.	Therm. No. 2.	beob.	berech.	Unterschied.	Therm. N.	Therm. No. 2.	beob.	berech.	Unterschied.
		mm.	mm.	mm.			mm.	mm.	mm.
0°,00	0°,00	4,61			−18°,41		0,98	0,963	+0,02
−27 ,21		0,46			−16 ,43		1,17	1,138	+0,03
−28 ,45		0,38			−16 ,15		1,15		
−28 ,39		0,43			−13 ,25		1,51		
−28 ,00		0,41	0,430	−0,02	−10 ,67	−10 ,71	1,88	1,851	+0,03
−27 ,80		0,48	0,438	+0,04	−10 ,29	−10 ,31	1,99		
−25 ,31		0,52			− 7 ,81	− 7 ,76	2,51		
−25 ,00		0,52	0,553	−0,03	− 7 ,56	− 7 ,59	2,49	2,423	+0,07
−22 ,74		0,71			− 5 ,51	− 5 ,57	2,94		
−21 ,79		0,71	0,724	−0,01	− 5 ,37	− 5 ,43	2,96	3,022	−0,06
−21 ,16		0,73			− 3 ,72	− 3 ,75	3,39	3,347	+0,04
−18 ,69		0,93			− 3 ,68	− 3 ,75	3,41		

Reihe H.

0 ,00		4,54			−12°,53	−12 ,59	1,61		
0 ,00		4,54			−12 ,26	−12 ,32	1,63		
0 ,00		4,54			−10 ,60	−10 ,65	1,97	1,862	+0,10
0 ,00		4,58			−10 ,47	−10 ,49	1,99		
0 ,00		4,58			− 7 ,84	− 7 ,90	2,40	2,355	+0,04
0 ,00		4,57			− 7 ,64	− 7 ,73	2,40		
0 ,00		4,58			− 6 ,37	− 6 ,38	2,79		
−32 ,84		0,27			− 6 ,39	− 6 ,41	2,82		
−32 ,78		0,28			− 6 ,20	− 6 ,24	2,88		
−32 ,26		0,29			− 4 ,87	− 4 ,86	3,20	3,037	+0,16
−30 ,67		0,33			− 4 ,82	− 4 ,84	3,20		
−30 ,89		0,32	0,339	−0,02	− 3 ,64	− 3 ,64	3,47		
−30 ,46		0,33			− 3 ,51	− 3 ,52	3,52		
−29 ,66		0,34			− 2 ,16	− 2 ,11	3,91		
−23 ,23		0,61			− 2 ,38	− 2 ,40	3,85		
−23 ,00		0,66			Th. 7.				
−23 ,71		0,57			+ 2 ,48		5,41		
−23 ,51		0,59			+ 2 ,24		5,31		
−22 ,27		0,66			+ 2 ,30		5,32		
−22 ,10		0,66	0,654	+0,01	+ 3 ,84		5,95		
−20 ,49		0,76			+ 3 ,85		5,97		
−20 ,28		0,72			+ 5 ,99		6,91		
−18 ,78		0,91	0,933	−0,02	+ 5 ,98		6,91		
−18 ,59		0,89	0,948	−0,05	+ 7 ,96		7,94		
−17 ,32	−17 ,43	1,01			+ 7 ,96		7,88		
−17 ,10	−17 ,14	1,04			+ 7 ,95		7,92		
−14 ,36	−14 ,44	1,34			+ 9 ,71		8,87		
−14 ,17	−14 ,26	1,38	1,372	−0,01	+ 9 ,70		8,87		

Temperatur. Therm. No. 7.	Spannung, beobachtet	berechnet.	Unterschied.	Temperatur. Therm. No. 7.	Spannung, beobachtet.	berechnet.	Unterschied.
	mm.	mm.	mm.		mm.	mm.	mm.
			Reihe I.				
0°,00 C.		4,54		0°,00 C.	4,54		
0 ,00		4,54		0 ,00	4,52		
0 ,00		4,52		0 ,00	4,50		
0 ,00		4,54		0 ,00	4,50		
0 ,00		4,52		0 ,00	4,54		
			Reihe J.				
0 ,00		4,56		0 ,00	4,52		—0,08
0 ,00		4,53		7 ,61	7,64	7,808	—0,168
0 ,00		4,56		9 ,93	8,94	9,122	—0,182
0 ,00		4,54		12 ,34	10,46	10,693	—0,233
0 ,00		4,52		16 ,42	13,60	13,902	—0,302
			Reihe K.				
0 ,00	4,54			7 ,61	7,63		
0 ,00	4,54			7 ,61	7,65	7,808	—0,158
0 ,00	4,52			9 ,93	8,95	9,122	—0,172
0 ,00	4,54			9 ,93	8,93		
0 ,00	4,54			12 ,34	10,47	10,692	—0,222
0 ,00	4,56			12 ,34	10,45		
0 ,00	4,54			16 ,42	13,58		
0 ,00	4,56			16 ,42	13,62	13,901	—0,281
			Reihe L.				
0 ,00	4,66			24 ,36	22,65	22,668	—0,02
0 ,00	4,67			27 ,09	26,64	26,646	0,00
0 ,00	4,64			27 ,09	26,68		
0 ,00	4,62			28 ,27	28,58		
0 ,00	4,64			28 ,28	28,65	28,564	+0,09
0 ,00	4,66			26 ,87	26,36	26,31	+0,05
0 ,00	4,67			36 ,87	26,37		
0 ,00	4,66			33 ,71	38,92		
0 ,00	4,66			33 ,70	38,87	38,909	—0,04
9 ,77	9,03			37 ,07	46,83		
9 ,80	9,02	9,044	—0,02	37 ,06	46,89	46,845	+0,04
9 ,83	9,07			37 ,06	46,82		
12 ,75	11,00			41 ,03	57,97	58,002	—0,03
12 ,75	10,98	10,982	—0,00	41 ,03	58,06		
15 ,63	13,13			41 ,02	57,97		
15 ,63	13,18	13,22	—0,04	44 ,08	68,21		
18 ,94	16,25			44 ,08	68,24		
18 ,97	16,27	16,284	—0,01	44 ,08	68,09	68,072	+0,02
18 ,97	16,29			35 ,13	42,29	42,129	+0,16
21 ,37	18,77			35 ,13	42,35		
21 ,37	18,82	18,918	—0,10	35 ,13	42,27		
24 ,36	22,64						

Reihe M.

Temperatur. Therm. No. 7.	Spannung, beobachtet	Spannung, berechnet.	Unterschied.	Temperatur. Therm. No. 7.	Spannung, beobachtet.	Spannung, berechnet.	Unterschied.
	mm.	mm.	mm.		mm.	mm.	mm.
0°,00C.	4,66			26°,68C.	26,08	26,012	+0,07
0 ,00	4,66			26 ,68	26,10		
0 ,00	4,66			36 ,15	44,54		
25 ,69	24,51			36 ,17	44,63		
25 ,69	24,54	24,533	− 0,01	36 ,17	44,65	41,615	+0,03
35 ,87	43,86			44 ,39	69,31		
35 ,87	43,90	43,886	+0,01	44 ,38	69,25	69,142	+0,13
43 ,66	66,67			51 ,22	97,41	97,718	−0,30
43 ,66	66,60	66,602	0,00	51 ,21	97,39		
43 ,62	66,57			53 ,61	109,90		
49 ,58	90,10	90,076	+0,02	53 ,63	109,96	109,954	0,00
49 ,58	90,04			53 ,66	110,16		
49 ,58	90,04			58 ,34	137,29		
14 ,37	12,25	12,220	+0,03	58 ,38	137,78		
14 ,40	12,30			58 ,37	137,66	137,632	+0,03
26 ,69	26,12						

[Die vorstehenden Tafeln schlieſsen alle Versuche ein, welche ich in niederen Temperaturen über die Spannkraft des Wasserdampfs gemacht habe, allein ich glaube nicht, daſs alle dieselbe Genauigkeit verbürgen. So flöſsen mir die Reihen J, K wenig Vertrauen ein, schon deshalb, weil die Unterschiede zwischen den berechneten und beobachteten Zahlen fortwährend mit der Temperatur zunehmen.]

IV. Die in den vorhergehenden Kapiteln auseinandergesetzten Methoden eignen sich nur für Temperaturen unterhalb 60 bis 70° C. Bei höheren Graden zertheilt sich das Wasser so rasch in ungleich heiſse Schichten, daſs es zur Verhütung dieses Uebelstandes eines fortwährenden Umrührens bedarf. Ueberdieſs werden diese Methoden bei Temperaturen über 100° gänzlich unbrauchbar.

Für hohe Temperatur nahm ich meine Zuflucht zu einem wohl bekannten Verfahren, welches von mehren Physikern, namentlich von den HH. Arago und Dulong, angewandt worden ist. Es besteht darin, daſs man die Temperatur bestimmt, bei welchem das Wasser unter einem bestimmten Drucke siedet. Es hat den Vorzug, daſs

es bei höheren Drucken angewandt werden kann, und liefert, zweckmäſsig ausgeführt, sehr genaue Resultate.

In dem Apparat der HH. Arago und Dulong kam das Wasser nicht wirklich in's Sieden [1]). Seine Spannkraft wurde durch Wirkung der Wärme bis zu einem gewissen Maximum gesteigert, welches man mittelst eines Manometers bestimmte, während zugleich ein in den Dampf und ein in das flüssige Wasser des Kastens getauchtes Thermometer beobachtet wurden. Zu anderen Malen beobachtete man gleichzeitig die Thermometer und das Manometer, wenn die Temperatur noch im Steigen war, und sich dem Maximo näherte. Bei dieser Verfahrungsweise steht zu fürchten, daſs die Thermometer, welche nothwendig gegen die Temperatur des Dampfs etwas zurückbleiben, nicht denselben Grad wie dieser erreichen im Moment, wo sie ihr Maximum angeben.

Der Fehler, der daraus entspringen kann, ist bei Versuchen unter groſsen Drucken wahrscheinlich sehr schwach oder gar unmerklich, weil dann ein sehr kleiner Temperaturunterschied einer groſsen Aenderung in der Spannkraft entspricht; allein bei schwachen Drucken, z. B. bei kleinern als der der Atmosphäre, würde er vermuthlich nicht zu vernachlässigen seyn. Allein es ist leicht, dieſs Verfahren gegen allen Einwurf zu sichern, wenn man den Versuch unter genau denselben Umständen anstellt, wie den, bei welchem zur Bestimmung des Punktes 100 der Thermometer Wasser unter dem gewöhnlichen Druck der Atmosphäre siedet; und die Temperatur, bei welcher Wasser unter anderen Drucken zum Sieden kommt, läſst sich mit derselben Genauigkeit bestimmen. Dazu braucht man nur Wasser in einem Gefäſse sieden zu lassen, welches mit einem etwas groſsen Raume communicirt, in welchem man Luft nach Belieben zusammendrückt oder ausdehnt; diese Luft bildet eine künstliche Atmosphäre, welche auf

1) *Ann. de chim. et de phys Ser. II, T. XLIII, p.* 74. (Ann. Bd. 18, S. 437.)

die Oberfläche des heiſsen Wassers einen Druck ausübt. Solchergestalt erhält man einen eben so stäten Siedpunkt, wie beim Kochen des Wassers an freier Luft, und man kann diese Temperatur so lange stationär halten wie man will.

Der zu diesem Behufe eingerichtete Apparat ist in Fig. 6, Taf. II abgebildet. Er besteht aus einer kupfernen Retorte *A*, verschlossen durch einen aufgebolzten Deckel. Dieser Deckel trägt vier unten geschlossene eiserne Röhren, von denen zwei bis zum Boden der Retorte, die beiden andern aber nur bis zu ihrer Mitte hinabgehen. Diese Röhren, welche 7 Millm. inneren Durchmesser und etwa 1 Millm. Dicke haben, sind umhüllt von einem Staucher aus sehr dünnem Kupfer, der am Deckel befestigt ist, und nach oben vier Oeffnungen *o*, *o*, *o*, *o* hat. Der Hals der Retorte steckt in einem Rohr *TT'* von etwa 1 Millm. Länge, welches umgeben ist von einer kupfernen Hülle, durch die man unausgesetzt einen Strom kalten Wassers leitet. Dieſs Rohr communicirt mit einem kupfernen Ballon *B*, der 24 Liter faſst, und eingeschlossen ist in ein Gefäſs *VV'* voll Wasser von der Temperatur der Umgebung. Der Ballon hat unten ein zweiarmiges Ansatzrohr; in einen dieser Arme *xs* kittet man die Röhre *egh* des Apparates Fig. 2, wenn man die Versuche unter Drucken schwächer als der der Atmosphäre anstellt, oder die Röhre *pq* des Apparats Fig. 8, wenn die Versuche unter beträchtlicheren Drucken geschehen sollten. Der zweite Arm gemeinschaftet, mittelst einer bleiernen Röhre *tt'*, entweder mit einer gewöhnlichen Luftpumpe, um die Luft zu verdünnen, oder mit einer Druckpumpe, um sie zu verdichten.

Die vier eisernen Röhren sind bis auf einige Centimeter von der oberen Mündung mit Quecksilber gefüllt; sie nehmen Thermometer auf, deren Behälter bis zu ihrem Boden hinabgehen; zwei dieser Thermometer befinden sich sonach innerhalb des Dampfs, die beiden andern innerhalb des Wassers.

Man macht den Apparat so weit luftleer, daſs nur ein sehr schwacher Druck darin bleibt. Dann erhitzt man das Wasser bis zum Sieden, wobei der Dampf sich in den Refrigerator *TT'* verdichtet, und in die Retorte zurückflieſst. Der Druck, unter welchem das Sieden geschieht, wird gemessen durch den Höhenunterschied des Quecksilbers in der Röhre und des im Barometer. Die Quecksilbersäule, welche in der mit dem Ballon gemeinschaftenden Röhre gehoben wird, ist niemals absolut stationär; sie besitzt eine kleine Oscillationsbewegung, aber diese Bewegung hat nur eine ungemein beschränkte Amplitude, die bei zweckmäſsiger Regulirung des Feuers unter der Retorte nicht auf 0,1 Millm. steigt. Der Beobachter verfolgt mit dem Faden des Fernrohrs am Kathetometer den Meniskus, und kann ihn leicht in Momenten absoluten Stillstands beobachten. Die Lage, welche dann der Meniskus einnimmt, ist genau die mittlere zwischen den Extremen, die er bei den kleinen Oscillationen erreicht. Das Barometer, welches in derselben Wanne steht, macht nur wenig merkliche Oscillationen, so daſs man es nach der Beobachtung des Meniskus gemächlich ablesen kann.

Ein zweiter Beobachter liest von weitem die in die Retorte versenkten Thermometer mit einem Fernrohr ab, und vermeidet somit die Parallaxe bei der Ablesung.

Auf diese Weise wurde bei einem selben Druck eine gewisse Anzahl von Bestimmungen gemacht, in Zwischenzeiten von 8 bis 10 Minuten zwischen je zwei auf einander folgenden; so war es leicht, die vollkommene Constanz der bei gleichem Druck von den Thermometern angezeigten Temperaturen zu erkennen, und sich zu überzeugen, daſs die geringste Aenderung im Druck von einer entsprechenden Aenderung in der Temperatur begleitet war.

Um einen gröſsern Druck im Apparat hervorzubringen, öffnete man vorsichtig den Hahn *r*, und lieſs die nöthige Luftmenge eintreten, um den gewünschten Druck herzustellen.

Dadurch erhielt man die Siedtemperaturen des Wassers stufenweise von den schwächsten Drucken an bis zu dem der Atmosphäre. Dieser letztere wurde am Barometer des Apparats selbst gemessen nach dem S. 133 angegebenen Verfahren.

Um die Siedpunkte des Wassers für Drücke gröſser als der der Atmosphäre zu bestimmen, richtete man den Apparat ein wie Fig. 6, d. h. ersetzte den Meſsapparat Fig. 2 durch den Fig. 8, und brachte die Röhre *tt'* mit einer Druckluftpumpe in Verbindung.

Die Röhre *mn* hat etwa 4 Meter Länge und 14 Millimeter innern Durchmesser; sie ist an einem genau lothrechten Brette befestigt. Drei zweckmäſsig vertheilte Thermometer mit groſsen Behältern geben die mittlere Temperatur der Quecksilbersäule in der Röhre *mn*.

Mittelst der Druckpumpe stellt man jeden beliebigen Druck im Apparate her. Dieser Druck wird gemessen durch die Barometerhöhe vergröſsert um die Quecksilberhöhe, welche den Unterschied der beiden Quecksilberspiegel in den Röhren *mn* und *pq* darstellt. Die Bestimmung dieses letzteren Unterschiedes erfordert Vorsicht, wenn man eine groſse Genauigkeit erlangen will. Bei gegenwärtiger Einrichtung des Apparats oscilliren die Quecksilbersäulen beide in den Röhren *mn* und *pq*. Diese Oscillationen haben nur eine kleine Amplitude, und sind oft nur in dem stark vergröſsernden Fernrohr des Kathetometers sichtbar. Dennoch würde man sich Fehlern aussetzen, die nicht zu vernachlässigen sind, wenn man den Meniskus im Rohre *mn* und den im Rohre *pq* successiv mit demselben Kathetometer messen wollte. Dieſs ist übrigens auch unmöglich, wenn die Niveaudifferenz gröſser ist als 1 Meter, welches an unsern Kathetometern der längste Lauf ist. Man bediente sich zu gleicher Zeit zweier Kathetometer. Mit jedem dieser Instrumente verfolgte man einen der Menisken; es war dann leicht, die vollkommen entsprechenden Lagen beider Menisken zu beobachten,

wenn man die Momente wählte, wo die Oscillationen um den Gleichgewichtspunkt nur eine sehr kleine Amplitude, etwa von 0,1 Millm., hatten. Die Beobachtungen geschahen gleichzeitig durch zwei Personen, auf ein von einer derselben gegebenes Zeichen. Die Regulirung der Kathetometer geschah durch einen und denselben Merkstrich, der auf die Röhre *pq* sehr dicht bei der Lage, wohin man beständig den Meniskus führte, gezogen war.

Auch auf die Röhre *mn* waren in Abständen von 0,9 Met. Merkstriche gezogen, deren Abstände mittelst eines Kathetometers oftmals geprüft wurden, und dabei niemals Unterschiede von 0,1 Millm. zeigten, was hinreichend die Genauigkeit des Meſsverfahrens beweiſst. Ich wollte auch durch directe Messungen untersuchen, ob die Skalen der beiden Kathetometer identisch seyen, und welchen Grad von Genauigkeit man von dieser Beobachtungsweise erwarten könnte. Zu dem Ende stellte ich die beiden Instrumente einander gegenüber, so daſs man mit dem Fernrohr des einen die Theilung des andern auf's Deutlichste sähe, und umgekehrt. Ich las dann von 5 zu 5 Centimetern die Theilung des einen Instruments mit dem mikrometrischen Apparat des andern ab. Ich erhielt somit auf den ganzen Lauf von 1 Meter nirgends einen Unterschied, der bis 0,05 Millm. stieg. Um eine solche Genauigkeit bei den Messungen zu erhalten, müssen die Instrumente mit groſser Vollkommenheit gearbeitet seyn, die Fernröhre dürfen keine zu groſse Brennweite (0^{m},30) haben, und vor allem müssen die Libellen der Fernröhre äuſserst empfindlich seyn. Die Libellen der Kathetometer des Hrn. G a m b e y zeigen Neigungen von 1 Sekunde leicht an. Die Nonien geben unmittelbar 0,02 Millm., und leicht schätzt man noch 0,01.

Die bei diesen Versuchen angewandten Quecksilberthermometer waren gewöhnliche mit geraden Stielen. Ein Theil der Quecksilbersäulen ragte nothwendig aus dem Deckel der Retorte hervor, und erforderte also, da er

sich nicht in der Temperatur des Dampfs befand, eine Berichtigung. Diese Berichtigung wäre leicht, wenn man die mittlere Temperatur der Säulen mit hinreichender Genauigkeit kennte. Wenn der Stiel sich in freier Luft befindet, ist die Temperatur der Säule an verschiedenen Punkten ungleich, je nach dem Abstande dieser Punkte vom Deckel des Kessels. Um jede Unsicherheitsquelle zu vermeiden, hatten die HH. Arago und Dulong die Stiele ihrer Thermometer unmittelbar am Austritt aus den eisernen Röhren rechtwinklich gekrümmt und in horizontale Glasröhren eingeschlossen, welche ein Strom kalten Wassers, dessen Temperatur ein kleines Thermometer angab, durchstrich.

Mittelst dieses Kunstgriffs verringert man bedeutend die Säulenlänge, deren Temperatur unsicher ist; allein es ist an der Biegung immer ein beträchtliches Stück des Stiels, das nicht in das Wasser gebracht werden kann, und dessen Temperatur man nicht kennt. Ueberdieſs bieten die gekrümmten Thermometer mehre bedeutende Uebelstände dar. Soll ihr Kaliber richtig seyn, so muſs ihre Skale gänzlich in dem horizontalen Theil des Stiels enthalten seyn; folglich trifft die Berichtigung eine beträchtliche Anzahl von Graden. Die Lage der festen Punkte ist bei gekrümmten Thermometern auch schwieriger zu bestimmen als bei geraden. Diese Betrachtungen haben mich veranlaſst, Thermometer mit geraden Stielen anzuwenden, und sie so anzubringen, daſs nur ein Theil der Skale zur Retorte herausragt. Ein kleines Thermometer, etwa in der Mitte der nicht eingetauchten Säulen, gab die Temperatur, welche man als Ausdruck der Mitteltemperaturen der nicht eingetauchten Quecksilbersäulen ansah. Es blieb zu wissen, ob die so vollzogenen Berichtigungen genau wären, oder ob sie abgeändert werden müſsten, um ihren wahren Werth zu erhalten. Zur Entscheidung dieser Frage stellte ich folgende Versuche an.

Ein sehr genaues, vollkommen luftfreies Thermome-

ter, das von 0° bis 110° C. ging, hatte am Ende seines Stiels eine Erweiterung, in die sich ein Theil seines Quecksilbers ergieſsen konnte. Man bestimmte mit groſser Sorgfalt den Nullpunkt dieſes Thermometers in schmelzendem Eise, und den Hundertpunkt in Dampf von siedendem Wasser, welcher den Stiel gänzlich umgab. Unmittelbar darauf brachte man dasselbe Thermometer in eine der eisernen Röhren der Retorte, in welcher Wasser unter dem Druck der Atmosphäre siedete. Die Temperatur, welche das Thermometer unter diesen Umständen anzeigte, nachdem der nicht eingetauchte Theil der Röhre nach Angabe eines kleinen Thermometers, dessen Behälter sich in halber Höhe der Säule befand, berichtigt worden, war identisch mit der, welche man zuvor in dem Apparat erhalten hatte, als der Stiel gänzlich in den Dampf tauchte. Dieser Versuch war für den Erweis der Genauigkeit der Berichtigung noch nicht entscheidend, denn dazu müſste man annehmen, daſs das in die Eisenröhre gesteckte Thermometer genau die Temperatur des Dampfs in der Retorte anzeigte. Dieſs Letztere läſst sich aber direct erweisen, und ich habe es daher nicht versäumt zu thun. Zu dem Ende lieſs ich aus dem Stiel des Thermometers eine Portion Quecksilber austreten, und sich in die obere Erweiterung ergieſsen, dergestalt, daſs wenn das Thermometer abermals in die eiserne Röhre der Retorte gesteckt war, und das Wasser unter dem gewöhnlichen Druck der Atmosphäre siedete, das Quecksilber einige Millimeter oberhalb des Deckels stehen blieb. Mittelst des horizontalen Fernrohrs eines Kathetometers las ich äuſserst sorgfältig den Stand des Thermometers ab. Darauf steckte ich das Instrument in den Apparat, der zur Bestimmung des Hundertpunkts der Thermometer dient, und las eben so den Theilstrich ab, bei welchem die Quecksilbersäule stehen blieb. Es war mir unmöglich, zwischen den in beiden Fällen vom Thermometer angezeigten Temperaturen den geringsten Unterschied nach-

zuweisen, obwohl ein Grad eine Länge von 6 Abtheilungen der Skale einnahm.

Vorstehende zwei Versuche vereint beweisen: 1) daſs die Thermometer unter den Umständen, unter welchen sie im Apparate Fig. 7 sind, die Temperatur des Dampfs annehmen; 2) daſs die Berichtigung, welche ich für den nicht eingetauchten Theil des Stiels angegeben habe, für 100° richtig ist. In diesem Fall stieg für meine Thermometer die Berichtigung im Maximo auf 0°,35. Ich habe angenommen, daſs dieselbe Berichtigungsweise auch auf Temperaturen unter 100° gültig sey.

Zu den Versuchen bei niederen Drucken als der der Atmosphäre dienten Thermometer, die von 0° bis 100° gingen, und 5 bis 8 Abtheilungen auf den Grad umfaſsten. Es war daher leicht, $\frac{1}{60}$ Grad mit Sicherheit abzulesen. Die vier Thermometer, die zu den Versuchen unter groſsem Drucke dienten, gingen von 0° bis etwa 240° C. Der Centigrad entsprach 2,5 bis 3 Theile ihrer Skale. Alle diese Instrumente waren von mir selbst mit groſser Sorgfalt construirt und verificirt.

Um bei den Versuchen unter hohem Druck die nicht eingetauchten Theile der Säulen zu berichtigen, machte ich folgende Versuche.

Unter einem bestimmten Druck gröſser als der der Atmosphäre lieſs ich Wasser in der Retorte sieden. Drei der vier Thermometer steckten in den eisernen Röhren; das vierte Eisenrohr enthielt ein Ausfluſsthermometer, so gefüllt, daſs die Quecksilbersäule einige Millimeter oberhalb des Deckels stehen blieb, und deshalb keiner Berichtigung bedurfte. Man las dann die Angaben dieser vier Thermometer ab. Um die vom Ausfluſsthermometer angegebene Temperatur zu berechnen, muſste man an diesem Instrument die Lage des Hundertpunkts kennen. Diese Lage wurde direct bestimmt, durch Eintauchung des Thermometers in den Dampf von Wasser, das unter dem atmosphärischen Druck siedete.

Man kannte also die Temperatur des Ausfluſsthermometers, die keiner Berichtigung bedurfte, und die der andern Thermometer, die für den zur Retorte herausragenden Theil ihrer Säule berichtigt werden muſsten. Es war folglich leicht zu sehen, ob die angewandte Berichtigungsweise diese Angaben zur Gleichheit brächte. Es ist gut zu bemerken, daſs die nicht eingetauchten Theile der Säulen beträchtlich verschieden waren bei den drei Thermometern, und daſs sie daher absolut sehr ungleiche Berichtigungen erforderten.

Die Versuche wurden etwa bei den Temperaturen 110, 120, 130 und 140° C. angestellt. Bei diesen Temperaturgränzen zeigten die Thermometer (berichtigt in der Annahme, daſs die Mitteltemperatur ihrer herausragenden Stieltheile von einem mit seinem Behälter in deren halber Höhe befindlichen Thermometer angegeben ward) niemals gegen das Ausfluſsthermometer Unterschiede bis zu 0°,2. Sehr füglich lassen sich diese Unterschiede, wenigstens zum Theil, der Ungleichheit im Gange der Instrumente zuschreiben. Ich nehme demzufolge an, daſs die Berichtigung, die nach dem aus einander gesetzten Princip an den nicht eingetauchten Säulen angebracht ward, bis zu 145° C. als hinlänglich genau angesehen werden kann.

In den folgenden Tafeln habe ich alle erlangten Resultate zusammengestellt. Es sind dabei die Angaben der in das Wasser und der in den Dampf getauchten Thermometer jede für sich gegeben. Man sieht, daſs wenn das Wasser unter niedrigen Drucken siedete, das in die Flüssigkeit getauchte Thermometer eine beträchtlich höhere Temperatur angab, als das im Dampf befindliche. Der Unterschied steigt bei sehr schwachen Drucken bis 0°,7; er nimmt ab in Maaſse, als das Sieden unter gröſserem Druck geschieht, und wird endlich Null, wenn der Druck beim Sieden dem der Atmosphäre gleich ist. Bei höheren Drucken bemerkt man keinen erheblichen

Unterschied mehr, und dieſs hat mich bewogen, in der Tafel V, die sich auf diese Drucke bezieht, nur das Mittel der vier Thermometer anzugeben.

Ich begann diese Reihe von Versuchen absichtlich mit sehr schwachen Drucken, um ihre Resultate zu vergleichen mit denen, die bei denselben Temperaturen nach den in den vorherigen Kapiteln beschriebenen Methoden erhalten wurden. Ich fand eine so vollständige Uebereinstimmung, wie man sie nur erwarten kann. Uebrigens ist klar, daſs bei niederen Temperaturen die ersteren Methoden den Vorzug verdienen.

Tafel IV.

Reihe N.

Therm. im Wasser.			Therm. im Dampf.			Spannung,		Unterschied.
O.	*A.*	Mittel.	No. 8.	No. 7.	Mittel.	beobachtet.	berechnet.	
° C.	° C.	° C.	° C.	° C.	° C.	mm.	mm.	mm.
43,55	43,55	43,55	42,90	42,82	42,86	64,13	63,896	+ 0,25
43,64	43,55	43,59	42,89	42,83	42,86	64,13		
43,64	43,46	43,55	42,91	42,83	42,87	64,12		
49,49	49,50	49,495	48,95	48,99	48,97	87,59		
49,49	49,52	49,50	48,98	49,02	49,00	87,57		
49,53	49,54	49,535	48,98	49,00	48,99	87,55	87,455	+ 0,10
54,06	54,01	54,03	53,44	53,51	53,48	109,52		
54,04	54,03	54,035	53,45	53,51	53,48	109,60		
54,06	54,04	54,05	53,46	53,51	53,49	109,64		
54,07	54,05	54,06	53,46	53,51	53,49	109,64	109,21	+ 0,43
54,06	54,04	54,05	53,46	53,51	53,49	109,66		
57,37	57,38	57,375	56,78	56,86	56,82	128,47		
57,38	57,38	57,38	56,78	56,84	56,81	128,49	128,091	+ 0,40
57,40	57,37	57,385	56,78	56,84	56,81	128,43		
57,37	57,37	57,37	56,78	56,84	56,81	128,43		
61,31	61,39	61,35	60,84	60,89	60,86	155,18		
61,34	61,39	61,36	60,84	60,88	60,86	155,16	154,836	+ 0,32
61,38	61,47	61,42	60,88	60,93	60,90	155,40		
66,25	66,34	66,30	65,83	65,89	65,86	194,62	194,280	+ 0,34
66,25	66,34	66,30	65,83	65,89	65,86	194,62		
66,25	66,35	66,30	65,83	65,89	65,86	194,62		
71,95	72,37	72,16	71,75	71,77	71,76	251,73		
71,95	72,38	72,165	71,74	71,77	71,76	251,73	251,463	+ 0,27
71,95	72,39	72,17	71,74	71,78	71,76	251,79		
76,69	76,83	76,76	76,49	76,47	76,48	306,71	306,908	— 0,19
76,69	76,81	76,75	76,50	76,48	76,49	306,71		

Therm. im Wasser			Therm. im Dampf			Spannung,		Unter-schied.
O.	*A.*	Mittel.	No. 8.	No. 7.	Mittel.	beob-achtet.	berech-net.	
° C.	° C.	° C.	° C.	° C.	° C.	mm.	mm.	mm.
76,68			76,46	76,44	76,45	306,47	306,524	— 0,05
76,68	76,79	76,73	76,46	76,43	76,45	306,41		
80,28	80,40	80,34	80,13	80,10	80,115	356,00		
80,28	80,40	80,34	80,13	80,10	80,115	356,00	356,229	— 0,23
80,28	80,40	80,34	80,12	80,09	80,115	356,00		
83,24	83,33	83,28	83,08	83,06	83,07	401,28		
83,24	83,33	83,28	83,07	83,05	83,06	401,30		
83,24	83,33	83,28	83,07	83,05	83,06	401,30	401,057	+ 0,24
83,24	83,32	83,28	83,07	83,04	83,06	401,30		
86,81	86,80	86,80	86,66	86,65	86,65	462,27		
86,81	86,83	86,82	86,66	86,66	86,66	462,26		
86,81	86,85	86,83	86,66	86,67	86,67	462,34	462,257	+ 0,08
86,81	86,88	86,85	86,67	86,67	86,67	462,34		
89,93	89,96	89,95	89,83	89,83	89,83	522,02		
89,94	89,98	89,96	89,83	89,83	89,83	522,02	522,058	— 0,04
89,94	89,90	89,92	89,84	89,83	89,83	522,00		
92,32	92,24	92,28	92,19	92,17	92,18	569,79		
92,31	92,22	92,26	92,18	92,15	92,17	569,79		
92,32	92,21	92,26	92,18	92,17	92,17	569,71		
92,32	92,28	92,30	92,20	92,21	92,20	569,83		
92,32	92,28	92,30	92,20	92,19	92,20	569,83	571,033	— 1,20
94,11	94,05	94,08	94,08	93,99	94,04	610,24		
94,10	94,01	94,05	94,04	93,97	94,00	610,54		
94,10	94,08	94,09	94,05	94,00	94,02	610,54		
94,10	94,08	94,09	94,04	94,01	94,02	610,54	611,194	— 0,65
95,79	95,77	95,78	95,77	95,74	95,75	651,64		
95,79	95,73	95,76	95,76	95,72	95,74	651,34	651,288	+ 0,05
95,79	95,74	95,78	95,77	95,73	95,74	651,32		
96,93	96,83	96,88	96,83	96,82	96,83	677,88		
96,92	96,83	96,88	96,85	96,82	96,84	677,98	678,060	— 0,08
96,92	96,86	96,89	96,89	96,85	96,87	677,92		
96,92	96,89	96,90	96,87	96,82	96,84	677,88		
98,75	98,82	98,78	98,76	98,70	98,73	727,07	726,205	+ 0,86
98,76	98,85	98,80	98,76	98,70	98,73	727,19		
100,20	100,16	100,18	100,20	100,13	100,17	765,70	765,10	+ 0,60

Reihe O.

47,84	47,56	47,70	47,16	47,17	47,16	80,19	79,94	+ 0,55
47,84	47,57	47,70	47,14	47,18	47,16	80,19		
62,40	62,40	62,40	62,06	62,01	62,04	163,44	163,469	— 0,02
62,40	62,41	62,40	62,06	62,01	62,04	163,44		
62,40	62,40	62,40	62,08	62,00	62,04	163,44		
71,75	71,76	71,75	71,42	71,45	71,44	248,17	248,045	+ 0,12
71,77	71,77	71,77	71,44	71,46	71,45	248,17		
71,75	71,77	71,76	71,42	71,46	71,44	248,17		
79,20	79,22	79,21	78,94	78,96	78,95	340,35	339,794	+ 0,56

Therm. im Wasser			Therm. im Dampf			Spannung,		Unterschied.
O.	A.	Mittel.	No 8.	No. 7.	Mittel.	beobachtet.	berechnet.	
° C.	° C.	° C.	° C.	° C.	° C.	mm.	mm.	mm.
79,20	79,22	79,21	78,94	78,95	78,95	340,27		
79,20	79,21	79,20	78,94	78,95	78,95	340,27		
84,34	84,35	84,35	84,15	84,15	84,15	419,72		
84,34	84,34	84,34	84,15	84,15	84,15	419,62	418,765	+ 0,86
84,34	84,34	84,34	84,15	84,14	84,15	419,64		
84,34	84,35	84,35	84,15	84,15	84,15	419,64		
87,60	87,57	87,58	87,47	87,43	87,45	476,38		
87,62	87,59	87,60	87,50	87,45	87,48	476,52	477,010	— 0,49
87,62	87,60	87,61	87,52	87,47	87,49	476,50		
87,64	87,59	87,62	87,50	87,46	87,48	476,44		
89,94		89,94	89,75	89,75	89,75	519,59		
89,94	89,86	89,90	89,75	89,75	89,75	519,57	520,468	— 0,90
89,92	89,82	89,87	89,73	89,74	89,73	519,37		
91,48	91,38	91,43	91,30	91,32	91,31	550,18		
91,48	91,34	91,41	91,30	91,32	91,31	550,36		
91,48	91,34	91,41	91,28	91,30	91,29	550,30	551,794	— 1,49
91,46	91,34	91,40	91,28	91,30	91,29	550,22		
91,48	91,34	91,41	91,26	91,30	91,28	550,22		
92,58	92,28	92,43	92,41	92,37	92,39	573,96		
92,58	92,28	92,43	92,41	92,37	92,39	573,96		
92,58	92,29	92,44	92,41	92,37	92,39	573,98	575,120	— 1,14
93,74	93,67	93,70	93,62	93,59	93,60	601,98		
93,80	93,65	93,72	93,67	93,63	93,65	601,96		
93,80	93,65	93,72	93,67	93,65	93,66	601,96		
93,79	93,65	93,72	93,69	93,63	93,66	602,02	603,070	— 1,05
95,03	94,84	94,93	94,83	94,87	94,85	628,65		
95,03	94,85	94,94	94,85	94,87	94,86	628,61		
95,01	94,95	94,93	94,83	94,87	94,85	628,61	630,277	— 1,66
95,92	95,83	95,87	95,84	95,80	95,82	653,22		
95,92	95,81	95,87	95,84	95,79	95,82	653,01		
95,92	95,83	95,87	95,82	95,78	95,80	652,97	652,725	+ 0,25
95,92	95,80	95,86	95,80	95,77	95,79	652,95		
96,93	96,77	95,85	96,76	96,77	96,76	676,24		
96,91	96,76	96,83	96,76	96,77	96,76	676,18	676,083	+ 0,10
96,91	96,75	96,83	96,74	96,76	96,75	676,14		
98,77	98,75	98,76	98,66	98,66	98,66	724,38	724,373	0,00
98,75	98,76	98,76	98,66	98,67	98,66	724,18		
100,23	100,10	100,16	100,25	100,12	100,18	765,11	765,114	0,00

Reihe P.

47,73	47,87	47,80	47,00	47,10	47,05	79,69	79,294	+ 0,40
47,59	47,75	47,69	46,92	47,01	46,96	79,53	78,95	+ 0,58
52,72	52,92	52,82	52,16	52,15	52,16	102,82	102,34	+ 0,48
53,01	53,18	53,09	52,49	52,47	52,48	104,79	103,96	+ 0,83
62,93	63,20	63,06	62,52	62,56	62,54	167,93	167,249	+ 0,68
63,14	63,37	63,25	62,73	62,76	62,75	169,32	168,86	+ 0,46

Therm. im Wasser			Therm. im Dampf			Spannung,		Unterschied.
O.	*A.*	Mittel.	No. 8.	No. 7.	Mittel.	beobachtet.	berechnet.	
° C.	° C.	° C.	° C.	° C.	° C.	mm.	mm.	mm.
70,60	70,88	70,74	70,28	70,28	70,28	236,62	235,94	+0,68
70,87	71,17	71,02	70,60	70,60	70,60	239,78	239,23	+0,55
75,45	75,62	75,53	75,18	75,18	75,18	291,31	290,70	+0,61
75,57	75,85	75,71	75,32	75,32	75,32	293,12	292,34	+0,78
79,69	79,91	79,80	79,50	79,51	79,50	348,16	347,50	+0,66
82,96	83,16	83,06	82,81	82,78	82,80	397,74	396,93	+0,81
85,03	85,20	85,11	84,89	84,90	84,90	432,29	431,34	+0,95
90,83	90,87	90,85	90,70	90,67	90,68	539,51	539,20	+0,31
93,73	93,71	93,72	93,70	93,60	93,65	604,08	602,87	+1,21
96,84	96,80	96,82	96,82	96,69	96,76	676,29	676,08	+0,21
99,98	100,02	100,00	99,90	99,87	99,87	760,48	757,13	+3,35 [1])

Reihe Q.

91,25	91,15	91,20	91,06	91,10	91,08	548,01	[2])	
91,25	91,15	91,20	91,06	91,09	91,08	548,01	547,43	+0,58
91,25	91,15	91,20	91,07	91,10	91,09	547,91		
94,34	94,18	94,26	94,15	94,14	94,15	614,96		
94,34	94,19	94,27	94,15	94,15	94,15	614,94	614,15	+0,79
94,33	94,21	94,27	94,18	94,17	94,18	614,90		
96,58	96,51	96,55	96,52	96,49	96,50	668,66	669,69	— 1,03
96,58	96,52	96,55	96,50	96,49	96,50	668,64		
97,03	96,91	96,97	96,95	96,87	96,91	679,76		
97,03	96,89	96,96	96,92	96,86	96,89	679,56		
97,03	96,90	96,96	96,92	96,87	96,90	679,46	679,55	— 0,11
97,03	96,91	96,97	96,92	96,87	96,90	679,44		
97,52	97,46	97,49	97,46	97,42	97,44	692,92		
97,52	97,43	97,48	97,44	97,40	97,42	692,62	692,54	+0,08
97,52	97,42	97,47	97,41	97,38	97,40	692,62		
97,51	97,43	97,47	97,42	97,40	97,41	692,48		
98,45	98,49	98,47	98,39	98,41	98,40	717,85	717,60	+0,25
98,45	98,49	98,47	98,40	98,40	98,40	717,83		
98,45	98,49	98,47	98,39	98,40	98,40	717,81		
99,15	99,18	99,16	99,08	99,07	99,07	734,82	735,16	— 0,34
99,15	99,17	99,16	99,10	99,06	99,08	734,74		
99,15	99,17	99,16	99,08	99,05	99,06	734,70		
99,62	99,57	99,60	99,59	99,56	99,58	748,90	748,76	+0,14
99,62	99,57	99,60	99,61	99,57	99,59	748,92		
99,62	99,57	99,60	99,59	99,57	99,58	748,84		

1) Dieser letzte Versuch ist offenbar falſch; die Retorte communicirte direct mit der äuſsern Luft.

2) Diese Berechnungen geſchahen nach der Formel (*A*) unter Annahme der Mitteltemperaturen, die von den im Dampf befindlichen Thermometern angegeben wurden.

Reihe R.

Thermometer im Wasser			Thermometer im Dampf			Mittel der vier Therm.	Spannung,		Unterschied.
No. 10.	No. 12.	Mittel.	No. 0.	No. 11.	Mittel.		beobacht.	berechn. [1])	
°C.	°C.	°C.	°C.	°C.	°C.	°C.	mm.	mm.	mm.
99,85	99,82	99,83	99,80	99,83	99,82	99,83	751,61		
100,74	100,68	100,71	100,72	100,71	100,71	100,71	776,03		
100,82	100,72	100,77	100,72	100,71	100,71	100,74	777,09	779,86	— 2,77
105,14	105,06	105,10	105,07	105,06	105,06	105,08	904,87	905,45	+ 0,58
105,14	105,06	105,10	105,07	105,06	105,06	105,08	904,32		
111,84	111,73	111,78	111,68	111,72	111,70	111,74	1131,60	1131,35	+ 0,25
111,84	111,73	111,78	111,68	111,72	111,70	111,74	1131,34		
116,12	116,08	116,10	116,07	116,01	116,04	116,07	1302,37	1302,37	0,00
116,06	116,08	116,07	116,07	116,01	116,04	116,06	1302,23		
122,72	122,67	122,70	122,56	122,50	122,53	122,59	1601,25	1600,52	+ 0,73
122,72	122,67	122,70	122,56	122,50	122,53	122,59	1601,25		
128,51	128,57	128,54	128,53	128,41	128,47	128,50	1925,20	1918,02	+ 7,18
128,51	128,57	128,54	128,55	128,37	128,46	128,50	1925,48		
128,63	128,69	128,66	128,66	128,49	128,57	128,62	1931,14		
128,59	128,61	128,60	128,62	128,45	128,53	128,57	1929,36		
131,38	131,39	131,38	131,38	131,23	131,30	131,35	2094,69		
131,42	131,43	131,42	131,42	131,27	131,34	131,38	2096,47	2090,72	+ 5,75
135,70	135,71	135,70	135,75	135,55	135,65	135,68	2373,03		
135,70	135,71	135,70	135,75	135,55	135,65	135,68	2373,03	2372,33	+ 0,70
138,37	138,36	138,36	138,28	138,20	138,24	138,30	2561,73		
138,37	138,40	138,39	138,32	138,20	138,26	138,32	2561,50	2560,18	+ 1,32
140,92	140,91	140,91	141,01			140,95	2758,69		

140,88	140,91	140,90	141,01			140,93	2756,17	2757,93	— 1,76
143,88	143,93	143,90	144,10	143,76	143,93	143,92	2997,75		
143,84	143,85	143,85	143,98	143,68	143,83	143,84	2992,79	2991,67	+ 1,12
145,69	145,67	145,68	145,68	145,58	145,63	145,65	3150,42		
145,73	145,67	145,70	145,68	145,60	145,64	145,67	3149,41	3148,28	+ 1,13
145,73	145,71	145,72	145,72	145,60	145,66	145,69	3149,73		
147,50	147,49	147,50	147,54	147,35	147,45	147,48	3307,33	3308,86	— 1,53
147,50	147,49	147,50	147,54	147,35	147,45	147,48	3306,52		
147,50	147,49	147,50	147,54	147,35	147,45	147,48	3306,39		
128,34	128,28	128,31	128,44	128,19	128,32	128,32	1908,81	1907,64	+ 1,17
128,34	128,28	128,31	128,44	128,19	128,32	128,32	1910,09		
128,27	128,24	128,25	128,40	128,15	128,28	128,27	1908,90		
126,17	126,15	126,16	126,26	126,13	126,20	126,18	1794,11	1788,76	+ 5,35
126,17	126,15	126,16	126,24	126,13	126,18	126,17	1793,47		
126,17	126,15	126,16	126,26	126,15	126,20	126,18	1793,12		
122,90	122,87	122,88	123,02	122,82	122,90	122,89	1620,04		
122,82	122,83	122,82	122,98	122,78	122,88	122,85	1618,54	1615,01	+ 3,53
122,82	122,83	122,82	122,94	122,78	122,86	122,84	1618,70		
119,24	119,22	119,23	119,36	119,19	119,27	119,25	1447,30	1442,28	+ 5,02
119,24	119,22	119,23	119,36	119,19	119,27	119,25	1447,37		
117,50	117,37	117,43	117,52	117,41	117,46	117,45	1364,90	1361,68	+ 3,22
117,46	117,41	117,43	117,52	117,37	117,44	117,44	1361,78		
110,68	110,72	110,70	110,67	110,64	110,65	110,68	1095,44	1091,58	+ 3,86
110,68	110,68	110,68	110,67	110,64	110,65	110,66	1094,68		
99,74	99,69	99,72	99,78	99,80	99,79	99,75	753,96		

1) Die Berechnungen geschahen nach der Formel (*C*) unter Annahme der Mittel aus den vier Thermometerständen.

Reihe T.

Temperatur, im Dampf No. 11.	Temperatur, im Wasser No. 2.	Spannung, beobacht.	Spannung, berechnet.	Unterschied.
°C.	°C.	mm.	mm.	mm.
121,13	121,16	1530,27	1530,68	— 0,41
121,13	121,16	1529,96		
121,11	121,16	1529,18		
123,91	123,90	1668,71	1668,88	— 0,17
123,91	123,94	1670,34		
123,91	123,94	1670,32		
128,47	128,40	1915,12	1912,25	+ 2,87
128,47	128,38	1915,96		
130,18	130,12	2012,51	2013,65	— 1,14
130,20	130,15	2015,34		
131,57	131,45	2097,93	2095,07	— 2,86
131,57	131,45	2097,93		
131,63	131,51	2098,28		
133,32	133,21	2209,20	2207,00	+ 2,20
133,28	133,20	2209,08		
136,09	135,92	2387,99		
136,02	135,85	2386,07	2382,84	+ 3,23
136,00	135,83	2386,81		
137,52	137,75	2514,79		
137,54	137,77	2515,30	2520,10	— 4,80
137,54	137,77	2515,30		
137,54	137,77	2514,99		
138,89	138,90	2599,23	2603,04	— 3,81
138,89	138,90	2599,18		
138,87	138,88	2597,97		
138,82	138,84	2597,34		
138,80	138,82	2596,43		
138,75	138,66	2591,65		
138,74	138,66	2591,65		
138,74	138,65	2591,29		
138,73	138,64	2590,61		
141,59	141,61	2803,05		
141,54	141,57	2799,68		
141,56	141,58	2801,18	2808,82	— 7,64
141,56	141,58	2801,77		
141,56	141,59	2802,03		
144,15	144,10	3010,19		
144,17	144,12	3010,73	3015,93	— 5,20
144,17	144,12	3009,44		
145,98	145,88	3163,67		
145,98	145,88	3163,63	3166,64	— 5,01
145,98	145,88	3163,66		
148,30	148,20	3360,74		
148,30	148,20	3361,36	3374,53	— 13,17
148,30	148,20	3361,36		
148,30	148,24	3361,03		
148,26	143,20	3359,54		

[Bei den Berechnungen der Reihe T gebrauchte man die Angaben des Thermometers No. 11, welches eins von den zu den Reihen R und S angewandten ist. Das Thermometer No. 2 zerbrach späterhin durch Zufall, deshalb habe ich seine Angaben nicht berücksichtigt.]

Es handelt sich nun darum, eine Interpolationsformel aufzufinden, welche alle Beobachtung auf eine genügende Weise wiedergiebt, und die einer gegebenen Temperatur entsprechende Spannkraft des Wasserdampfs bestimmen läſst.

Man hat, um die Spannkraft des Wasserdampfs in Function der Temperatur auszudrücken, eine groſse Anzahl verschiedenartiger Formeln aufgestellt. Einige derselben sind als bloſse Interpolationsformeln gegeben, andere dagegen mit gröſseren Anprüchen, als wirkliche Ausdrücke des Gesetzes der Erscheinung.

Du Prony hat zuerst einen Ausdruck von der Form

$$e = a\alpha^t + b\beta^t + c\gamma^t + d\delta^t$$

aufgestellt, und zur Berechnung der Coëfficienten a, b, c, d und der Exponentialbasen α, β, γ, δ aus den Beobachtungen eine allgemeine Methode gegeben [1]).

Thomas Young hat die von mehren Physikern angenommene Formel

$$e = (a + bt)^m$$

vorgeschlagen.

Die HH. Dulong und Arago haben einen Ausdruck von derselben Form angenommen. Die von diesen berühmten Physikern berechnete Formel

$$e = (1 + 0{,}7153t)^5$$

schlieſst nur eine Constante ein, die mittelst einer einzigen ihrer Beobachtungen, mittelst der beim stärksten Druck gemachten, bestimmt wurde.

Roche hat die Formel

$$e = a\alpha^{\frac{t}{m + nt}}$$

vorgeschlagen. Er giebt sie nicht als bloſse Interpolationsformel, sondern als mathematischen Ausdruck des

1) *Journ. de l'école polytechnique. Coh, II, p.* 1.

Phänomens. Dieselbe Formel wurde seitdem von mehren Physikern reproducirt, namentlich von Hrn. August [1]). Sie repräsentirt meine Beobachtungen zwischen den Gränzen, die zur Berechnung der Constanten dienten, ziemlich gut. Ich habe Gelegenheit gehabt, mich davon zu überzeugen, indem ich mittelst der Spannungen bei 0°, 50° und 100° drei Constanten berechnete; allein es ist leicht zu ersehen, daſs sie nicht das mathematische Gesetz des Phänomens ausdrückt, und deshalb nur als eine Interpolationsformel zu betrachten ist; die Function ist discontinuirlich, und stellt eine Curve mit zwei Zweigen dar. Im Fall $\alpha > 1$ hat einer dieser Zweige, welcher die beobachteten Spannungen vorstellen soll, einen Haltepunkt für $t = -\frac{m}{n}$ und $e = o$. Die Curve ist alsdann Tangente zur Axe der t; von diesem Punkt ab, gegen die positiven t hin, kehrt die Curve ihre Convexität gegen die Axe der t, sie zeigt einen Beugepunkt für $t = \frac{m(\log\alpha - 2n)}{2n^2}$, endlich ist sie Asymptote zur Gerade $e = a\alpha^{\frac{1}{n}}$, parallel der Axe der t. Der andere Zweig ist Asymptote zu derselben Geraden $e = a\alpha^{\frac{1}{n}}$, und zu der mit der Axe der e parallelen Geraden $t = -\frac{m}{n}$.

Endlich hat Hr. Biot eine neue Interpolationsformel aufgestellt, und mittelst derselben eine Tafel über die Spannkraft des Wasserdampfs von —20° bis 220° berechnet; er stützt sich dabei für die Temperaturen unter 100° auf die Versuche des Hrn. Gay-Lussac, und für die höheren Temperaturen auf die der HH. Dulong und Arago [2]). Die Formel des Hrn. Biot ist analog der von

1) Poggendorff's Annal., Bd. 13, S. 122. — Dieselbe Formel wurde von Hrn Magnus bei der S. 141 erwähnten Arbeit adoptirt.

2) *Compt. rend. de l'acad. T. XII, p.* 150. (Ann. Bd. 44, S. 627).

Prony; nur setzt Hr. Biot die Summe der Exponentialgröſsen dem Logarithmen der Spannkraft gleich, und nicht der Spannkraft selbst. Er findet, daſs man sich auf drei Glieder beschränken, und selbst die Basis der einen Exponentialgröſse gleich 1 annehmen könne; solchergestalt nimmt er die folgende Formel an:

$$\log e = a + b\alpha^t + c\beta^t.$$

Die fünf Constanten, die in diesen Ausdruck eintreten, werden durch fünf zweckmäſsig in der Temperaturskale vertheilte Beobachtungen bestimmt. Ich habe Herrn Biot's Interpolationsformel angenommen; sie scheint mir zu vielen physikalischen Phänomenen mit Vortheil anwendbar zu seyn, und besonders zu den Relationen zwischen Spannkräften und Temperaturen.

Für den Augenblick bezwecke ich nicht eine Formel aufzustellen, die das Phänomen in seiner ganzen Ausdehnung umfaſst, denn die von mir unter hohen Drucken angestellten Beobachtungen sind noch nicht vollständig genug, und müſsten weiter getrieben werden. Diese Beobachtungen bieten übrigens eigenthümliche Schwierigkeiten dar, die ich bald anzeigen werde, und die mich abgehalten haben, sie als entscheidend zu betrachten.

Ich bestimme die fünf Constanten der Formel:

$$\log e = a + b\alpha_1^t + c\beta_1^t,$$

mittelst der Spannkräfte, die den Temperaturen 0, 25, 75, 100 entsprechen. Seyen A, B, C, D, E ihre Logarithmen, und setzen wir überdieſs:

$$(\alpha_1)^{25} = \alpha \quad ; \quad (\beta_1)^{25} = \beta,$$

woraus:

$$\alpha_1 = \sqrt[25]{\alpha} \quad ; \quad \beta_1 = \sqrt[25]{\beta},$$

dann haben wir die fünf Bedingungsgleichungen:

$$A = a + b \quad + c \quad \ldots (1)$$
$$B = a + b\alpha \quad + c\beta \quad \ldots (2)$$
$$C = a + b\alpha^2 + c\beta^2 \quad \ldots (3)$$
$$D = a + b\alpha^3 + c\beta^3 \quad \ldots (4)$$
$$E = a + b\alpha^4 + c\beta^4 \quad \ldots (5).$$

Aus den Gleichungen (1), (2) und (3) zieht man:

$$a=\frac{[A\alpha\beta-(\alpha+\beta)B+C](\alpha-\beta)}{(\alpha-1)(\beta-1)(\alpha-\beta)}$$
$$b=\frac{[A\beta-(1+\beta)B+C](\beta-1)}{(\alpha-1)(\beta-1)(\alpha-\beta)}$$
$$c=\frac{[-A\alpha+(1+\alpha)B-C](\alpha-1)}{(\alpha-1)(\beta-1)(\alpha-\beta)}.$$

Substituirt man diese Werthe in den Gleichungen (4) und (5), so erhält man zwei Gleichungen, die nur α und β einschlieſsen.

Zieht man die Gleichung (2) von der Gleichung (4) ab, so kommt:

$$D-B=b\alpha(\alpha^2-1)+c\beta(\beta^2-1),$$

und substituirt man für b und c ihre Werthe, und reducirt:

$$D-B=A\alpha\beta-B(\alpha+1)(\beta+1)+C(\alpha+\beta+1)\quad\ldots(6),$$

oder:

$$D-C=(A-B)\alpha\beta-(B-C)(\alpha+\beta)\quad\ldots\ldots\ldots\ldots(7).$$

Durch Subtraction der Gleichung (3) von Gleichung (5) kommt:

$$E-C=\beta\alpha^2(\alpha^2-1)+c\beta^2(\beta^2-1),$$

und für b und c ihre Werthe gesetzt, und reducirt:

$$(\alpha+\beta)[A\alpha\beta-B(\alpha+1)(\beta+1)+C(\alpha+\beta+1)]+A\alpha\beta-C\alpha\beta=E-C,$$

oder vermöge der Gleichung (6):

$$(\alpha+\beta)(D-B)+(A-C)\alpha\beta=E-C\quad\ldots\ldots\ldots\ldots(8).$$

Aus den Gleichungen (6) und (8) zieht man:

$$\alpha+\beta=\frac{(D-C)(A-C)-(E-C)(A-B)}{(A-C)(C-B)-(A-B)(A-C)}$$
$$\alpha\beta=\frac{(E-C)(C-B)-(A-C)(D-C)}{(A-C)(C-B)-(A-B)(A-C)},$$

woraus α und β, mithin auch α_1 und β_1 hervorgehen.

Die Werthe der Coëfficienten a, b, c berechnen sich dann durch die Formeln:

$$b=\frac{A\beta-(1+\beta)B+C}{(\alpha-\beta)(\alpha-1)}$$
$$c=\frac{-A\alpha+(1+\alpha)B-C}{(\alpha-\beta)(\beta-1)}$$
$$a=A-b-c.$$

In den vorhergehenden Tafeln findet man eine groſse Anzahl von Bestimmungen der Spannkraft des Wasser-

dampfs bei 0°; allein es herrscht unter diesen Bestimmungen kein so vollkommener Einklang, wie ich wohl gewünscht hätte. Zwar sieht man die in einer selben Reihe enthaltenen Zahlen nur sehr wenig von einander abweichen, was beweist, daſs die Beobachtungsfehler äuſserst gering sind. Allein wenn man eine Reihe mit der andern vergleicht, sind die Unterschiede merklicher, und im Allgemeinen, wenn sich bei 0° ein Unterschied zeigt, hält er sich fast auch constant in den höhern Temperaturen. Diese Unterschiede entspringen also aus constanten Fehlern, die ich vergebens zu entfernen gesucht habe. Zur Berechnung der Formel habe ich die Zahl $4^{mm},60$ als Spannung bei 0° angenommen; sie ist das Mittel zwischen den äuſsersten Beobachtungen 4,52 und 4,68.

Die den Spannungen 25, 50 und 75 entsprechenden Temperaturen wurden erhalten, indem man nach den Resultaten der Versuche die Spannungen in groſsem Maaſsstabe graphisch construirte, und den numerischen Werth der zur Curve genommenen Ordinate durch eine kleine Interpolation, gemacht an den benachbarten, unmittelbar durch die Beobachtungen gegebenen Punkte, rectificirte. Diese Interpolation hat den Werth der Ordinaten, die den Temperaturen $t=25°$ und $t=50°$ entsprechen, nicht merklich geändert. Für $t=75°$ gab die graphische Curve $e=288^{mm},8$; die Interpolation reducirte diesen Werth auf $288^{mm},50$.

Ausgehend von den Daten:

$t=$ 0°	$e=$ 4,60	Millm.
$t=$ 25	$e=$ 23,55	-
$t=$ 50	$e=$ 91,98	-
$t=$ 75	$e=$288,50	-
$t=$100	$e=$760,00	-

findet man:

$$\left.\begin{array}{rl} \log\alpha_1 = & 0{,}006865036 \\ \log\beta_1 = & 0{,}9967249-1 \\ \log b = & 0{,}1340339-2 \\ \log c = & 0{,}6116485 \\ a = & +4{,}7384380 \end{array}\right\} \ldots (A).$$

Aus den Tafeln kann man ersehen, welcher Einklang zwischen den aus dieser Formel abgeleiteten und den direct beobachteten Resultaten besteht.

Ich habe gesucht, dieselbe Formel auf Temperaturen unter 0° anzuwenden, habe aber gefunden, daſs die also abgeleiteten Spannkräfte immer höher sind als die beobachteten. Für die ersten negativen Grade der Skale ist der Unterschied zwar sehr klein, aber gegen —25° C. steigt er auf 0mm,25, so daſs die durch die Formel gegebene Curve von 0° steigt, und sich für die ferneren Grade unter 0° successiv von der beobachteten Curve entfernt.

Jene Formel kann also für sehr tief unter 0° liegende Temperaturen nicht angewandt werden. Für diese habe ich eine kleine Interpolationsformel angewandt, nämlich:

$$e = a + b\alpha^x \ldots\ldots\ldots\ldots (B),$$

worin $x = t - 32$ Grade.

Die drei Constanten wurden durch folgende drei Werthe bestimmt:

$t = -32$	$x = 0$	$e = 0{,}31$	Millm.
$t = -16$	$x = 16$	$e = 1{,}18$	-
$t = 0$	$x = 32$	$e = 4{,}60$	-

So erhielt man:

$$\left.\begin{array}{rl} \log b = & 0{,}4724984-1 \\ \log\alpha = & 0{,}0371566 \\ a = & +0{,}0131765 \end{array}\right\} \ldots (B).$$

Bei allen meinen Versuchen wurden die Temperaturen durch Quecksilberthermometer gemessen, welche gegen Luftthermometer den Vorzug haben, daſs sie eine weit pünktlichere und genauere Ablesung gestatten; allein über 100° werden die Angaben der Quecksilberthermometer unsicher; sie variiren sogar für eine und dieselbe Temperatur nach der Natur des zum Behälter genommenen Glases, und wahrscheinlich auch nach der

Art, wie dieser Behälter geblasen worden ist. Die vier Thermometer, die zu den Versuchen über 100° dienten, waren aus Röhren von Krystallglas, das aus Einem Tiegel genommen worden, construirt, und die Behälter durch einen und denselben Künstler daran geschmolzen; dennoch zeigten diese Thermometer in ihrem Gange keinen so vollkommenen Einklang, als man nach der ungemeinen Sorgfalt, die man auf die Anfertigung und Prüfung der Skale verwandt hatte, wohl zu erwarten berechtigt gewesen wäre. Man würde diesen Uebelstand vermeiden, wenn man die Temperaturen über 100° direct an einem Luftthermometer beobachtete; allein wenn dieſs letztere Instrument einer gewissen Genauigkeit fähig seyn soll, so muſs es beträchtliche Dimensionen haben, damit die Röhren, in welchen man die Aenderungen der Spannkraft der Luft miſst, einen so groſsen Durchmesser haben können, daſs sie keine merkliche Variation in der Capillarität zeigen. Ein Instrument dieser Art konnte aber nicht mit meinen Apparaten verknüpft werden. Ich habe es vorgezogen, die Temperaturen direct durch Quecksilberthermometer zu messen, und darauf diese selben Thermometer mit einem gehörig construirten Luftthermometer zu vergleichen, indem ich sie unter ähnliche Umstände versetzte wie die, bei welchen sich diese Instrumente in der Retorte befanden. Ich habe mehre Probeversuche zum Behufe dieser Vergleiche gemacht, aber die Resultate genügten mir noch nicht; ich beabsichtige neue Versuche anzustellen, die ich mit der Ergänzung meiner gegenwärtigen Beobachtungen, denen über die Spannkraft des Wasserdampfs in höheren Temperaturen, veröffentlichen werde.

Einstweilen halte ich es für zweckmäſsig, die bisher in höhern Temperaturen angestellten Beobachtungen durch eine provisorische Interpolationsformel zu verknüpfen, damit man ihren Gang leichter studiren könne. Ich nehme bloſs eine Formel mit zwei Gliedern:

$$\log e = a + b\alpha^x.$$

Die drei Constanten dieser Formel wurden nach folgenden Werthen berechnet:

$$t = 100^\circ \qquad e = 760{,}0 \text{ Millm.}$$
$$t = 123 \qquad e = 1621{,}0 \quad -$$
$$t = 146 \qquad e = 3177{,}0 \quad -$$

Sie wurden von der nach den Beobachtungen der Reihe R construirten Curve abgenommen. Somit fand man:

$$\left.\begin{array}{l} \log \alpha = 0{,}9977641 - 1 \\ \log b = 0{,}4692291 \\ a = +5{,}8267890 \end{array}\right\} \ldots (C).$$

Die Formel ist:

$$\log e - b\alpha^x \qquad x = t - 100 \ldots (C).$$

Aus den Tafeln kann man ersehen, daſs diese Formel die Beobachtungen ziemlich gut wiedergiebt; der gröſste Unterschied steigt auf 13^{mm},2; er entspricht in der Schäzzung der Temperatur einem Fehler von 0°,15.

Die in dieser Abhandlung veröffentlichten Versuche sind also repräsentirt durch drei partielle Interpolationsformeln, die vorzugsweise den Zweck haben, den Gang der Beobachtungen zu studiren. Wenn ich dahin gelangt seyn werde, meine Versuche in höheren Temperaturen zu vervollständigen, und die dabei angewandten Quecksilberthermometer mit dem Luftthermometer zu vergleichen, will ich untersuchen, ob es möglich sey, die Beobachtungen in ihrer ganzen Ausdehnung durch eine einzige Formel auszudrücken.

Am Schlusse dieser Abhandlung findet man die Tafel der Spannkräfte des Wasserdampfs, berechnet mittelst der Formeln *A* und *B*, für alle Temperaturgrade zwischen —32° und 100° C.

Für Temperaturen unter 100° lassen sich über die Spannkraft des Wasserdampfs sehr genaue Bestimmungen erhalten, wenn man bei Besteigung eines Berges den Siedpunkt des Wassers an verschiedenen Orten beobachtet. Die HH. Bravais und Peltier waren so gut, auf meine

Bitte einige Versuche der Art während ihrer Besteigung des Faulhorns im Sommer 1842 anzustellen. Die Notiz, welche das Detail dieser Versuche enthält, ist in den *Compt. rend. de l'acad., T. XVIII, p.* 572, veröffentlicht [1]).

Die von den HH. Bravais und Peltier gefundenen Zahlen zeigen ziemlich groſse Unterschiede mit den aus meinen Beobachtungen abgeleiteten. Es ist jedoch zu bemerken, daſs das von diesen Physikern angewandte Thermometer sehr groſse Unregelmäſsigkeiten in der Lage des Nullpunktes darbot; ähnliche Unregelmäſsigkeiten müssen sich nothwendig beim Siedpunkt gezeigt haben.

Eine andere Reihe von Versuchen wurde im December 1843 von Hrn. Marié, Prof. der Physik am Collége zu St. Etienne, bei einer Besteigung des Mont Pila angestellt. Die Details dieser Versuche sind in den *Compt. rend. de l'acad., T. XVIII, p.* 252, veröffentlicht.

Ich begnüge mich, die Resultate hieher zu schreiben, und daneben die für dieselben Temperaturen aus meinen Beobachtungen berechneten Spannkräfte:

Siedpunkt.	Spannkraft,		Unterschied.	Siedpunkt.	Spannkraft,		Unterschied.
	beobachtet.	berechnet.			beobachtet.	berechnet	
°C.	mm.	mm.	mm.	°C.	mm.	mm.	mm.
99,87	756,69	756,59	+0,10	96,80	679,63	677,07	+2,56
99,40	745,06	743,94	+1,12	96,38	666,94	666,75	+0,19
98,61	723,52	723,06	+0,46	95,95	655,79	656,33	— 0,54
98,36	716,45	716,56	— 0,11	95,49	645,99	645,33	+0,66
97,70	700,30	699,63	+0,67				

Man sieht, die Beobachtungen des Hrn. Marié stimmen mit der Formel so gut überein, als man es nur wünschen kann.

1) Neuere Beobachtungen der Art sind in dies. Ann., Bd. 65, S. 365 u. 368, mitgetheilt. *P.*

Spannkraft des Wasserdampfs von —32° bis —1° C.

Temperatur.	Spannkraft.	Unterschied.	Temperatur.	Spannkraft.	Unterschied.
°C.	mm.	mm.	°C.	mm.	mm.
— 32	0,310		— 16	1,179	0,095
— 31	0,336	0,026	— 15	1,284	0,105
— 30	0,365	0,029	— 14	1,398	0,114
— 29	0,397	0,032	— 13	1,521	0,123
— 28	0,431	0,034	— 12	1,656	0,135
— 27	0,468	0,037	— 11	1,803	0,147
— 26	0,509	0,041	— 10	1,963	0,160
— 25	0,553	0,044	— 9	2,137	0,174
— 24	0,602	0,049	— 8	2,327	0,190
— 23	0,654	0,052	— 7	2,533	0,206
— 22	0,711	0,057	— 6	2,758	0,225
— 21	0,774	0,063	— 5	3,004	0,246
— 20	0,841	0,067	— 4	3,271	0,267
— 19	0,916	0,075	— 3	3,553	0,282
— 18	0,996	0,080	— 2	3,879	0,326
— 17	1,084	0,088	— 1	4,224	0,345

Spannkraft des Wasserdampfs von 0° bis 100° C.

0	4,600		28	28,101	1,596
1	4,940	0,340	29	29,782	1,681
2	5,302	0,362	30	31,548	1,766
3	5,687	0,385	31	33,406	1,858
4	6,097	0,410	32	35,359	1,953
5	6,534	0,437	33	37,411	2,052
6	6,998	0,464	34	39,565	2,154
7	7,492	0,494	35	41,827	2,262
8	8,017	0,525	36	44,201	2,374
9	8,574	0,557	37	46,691	2,490
10	9,165	0,591	38	49,302	2,611
11	9,792	0,627	39	52,039	2,737
12	10,457	0,665	40	54,906	2,867
13	11,162	0,705	41	57,910	3,004
14	11,908	0,746	42	61,055	3,145
15	12,699	0,791	43	64,346	3,291
16	13,536	0,837	44	67,790	3,444
17	14,421	0,885	45	71,391	3,601
18	15,357	0,936	46	75,158	3,767
19	16,346	0,989	47	79,093	3,935
20	17,391	1,045	48	83,204	4,111
21	18,495	1,104	49	87,499	4,295
22	19,659	1,164	50	91,982	4,483
23	20,888	1,229	51	96,661	4,679
24	22,184	1,296	52	101,543	4,882
25	23,550	1,366	53	106,636	5,093
26	24,988	1,438	54	111,945	5,309
27	26,505	1,517	55	117,478	5,533

Temperatur.	Spannkraft.	Unterschied.	Temperatur.	Spannkraft.	Unterschied.
°C.	mm.	mm.	°C.	mm.	mm.
56	123,244	5,766	79	340,488	13,677
57	129,251	6,007	80	354,643	14,155
58	135,505	6,254	81	369,287	14,644
59	142,015	6,510	82	384,435	15,148
60	148,791	6,776	83	400,101	15,666
61	155,839	7,048	84	416,298	16,197
62	163,170	7,331	85	433,041	16,743
63	170,791	7,621	86	450,344	17,303
64	178,714	7,923	87	468,221	17,877
65	186,945	8,231	88	486,687	18,466
66	195,496	8.551	89	505,759	19,072
67	204,376	8,880	90	525,450	19,691
68	213,596	9,220	91	545,778	20,328
69	223,165	9,569	92	566,757	20,979
70	233,093	9,928	93	588,406	21,649
71	243,393	10,300	94	610,740	22,334
72	254,073	10,680	95	633,778	24,038
73	265,147	11,074	96	657,535	23,757
74	276,624	11,477	97	682,029	24,494
75	288,517	11,893	98	707,280	25,251
76	300,838	12,321	99	743,305	26,025
77	313,600	12,762	100	760,000	26,695
78	326,811	13,211			

VI. *Ueber die Anwendung einer neuen empirischen Formel auf die Spannung der Dämpfe; von Herrn* Emile Barry.

(*Compt. rend., T. XX, p.* 1574.)

Um seine Versuche über die Spannkraft des Wasserdampfs mathematisch auszudrücken, hat Hr. Regnault die von Hrn. Biot aufgestellte Formel

$$log y = a + b\alpha^t + c\beta^t \quad \ldots\ldots\ldots \quad (E)$$

gewählt, in welcher y die Spannkraft des Dampfs für die Temperatur t, und a, b, c, α, β Constanten sind, die mittelst fünf Paare von Beobachtungen bestimmt werden [1]).

1) *Ann. de chim. et de phys., Ser. III, T. XI, p.* 325. (S. S. 169 dieses Heftes.)

Dieser Physiker hatte zuvor die Formel des Hrn. Roche versucht, sie aber seinen Beobachtungen nicht so genügend gefunden, obwohl Hr. Magnus für die seinigen mit ihr zufrieden gestellt war[1]). Soll die Formel des Herrn Roche, auf die Spannung der Dämpfe angewandt, ein etwas groſses Temperaturintervall umfassen, so scheint mir nothwendig, sie um ein Glied zu vermehren, und diese so modificirte Formel ist es, die ich, als einfacher und eben so genau wie die des Hrn. Biot, statt dieser vorschlage. Die neue Formel kann so geschrieben werden:

$$\log y = \log 760 - \frac{ax+bx^2}{c-x} \ldots\ldots (H),$$

worin y die Spannkraft des Dampfs in Millimetern Quecksilber von 0°, x die Temperatur in Centesimalgraden, positiv unter, negativ über diesem Punkt, und a, b, c drei Constanten sind, die mittelst drei Paare von Beobachtungen berechnet werden. Hier drei solcher Paare, die ich von den Versuchen des Hrn. Regnault entlehne:

$$\begin{cases} x=25 \\ y=288{,}50 \end{cases} \quad \begin{cases} x=50 \\ y=91{,}98 \end{cases} \quad \begin{cases} x=75 \\ y=23{,}55. \end{cases}$$

Ich habe nicht das Paar [$x=100$, $y=4{,}60$] brauchen gewollt, weil die zahlreichen Bestimmungen, welche Hr. Regnault über die Spannung des Wasserdampfs bei 0° gemacht hat, wie er sagt, nicht so übereinstimmend sind, wie er wohl gewünscht hätte. Die von ihm gefundenen Zahlen liegen zwischen $4^{mm},52$ und $4^{mm},68$. Mit obigen Daten habe ich gefunden:

$$a=5{,}694866\ ;\ b=9{,}00239202\ ;\ c=366{,}966.$$

Um diese Formel zu rechtfertigen, genügt es zu sagen, daſs ihre Angaben nur sehr wenig abweichen von der Formel des Hrn. Regnault, von der es schon erwiesen ist, daſs sie die Beobachtungen getreu darstellt. Nach dieser numerischen Verification, deren Resultate mir genügend erschienen, kam ich auf den Gedanken, die Formel

$$\log y = 760 - ax - bx^2 - cx^3 \ldots\ldots (P)$$

1) *Ibid.*, *T. XII*, *p.* 87. (Ann. Bd. 61, S. 247.)

zu nehmen, die Hr. Biot ehemals auf Dalton's Versuche über die Spannungen des Wasserdampfs zwischen 0° und 100° C. angewandt hat. Um diese Formel mit den beiden andern vergleichbar zu machen, berechnete ich die Coëfficienten *a*, *b*, *c* mittelst der drei oben erwähnten Paare, und ahmte darin Hrn. Biot nach [1]), der zu derselben Bestimmung ebenfalls von den Temperaturen 75, 50 und 25° ausgegangen ist. Sonach fand ich:

$$a = 0{,}01557056$$
$$b = 0{,}00004505528$$
$$c = 0{,}000000207632.$$

Die folgende Tafel erlaubt diese beide Formeln mit der des Hrn. Regnault zu vergleichen:

Temperatur.	Spannung, nach Regnault.	nach Formel *H*.	nach Formel *P*.
°C.	mm.	mm.	mm.
— 32	0,310	0,3196	0,3655
— 16	1,180	1,320	1,394
— 1	4,224	4,234	4,312
0	4,600	4,553	4,630
12	10,457	10,427	10,476
25	23,550	23,550	23,550
37	46,691	46,707	46,6795
50	91,982	91,980	91,980
62	163,170	163,133	163,185
75	288,517	288,500	288,500
87	468,221	468,313	468,086
99	733,305	733,242	733,158
100	760,000	760,000	760,000

Man sieht, daſs die Unterschiede zwischen den nach den drei Formeln berechneten Spannungen zwischen 0° und 100° sehr klein sind, und in die Beobachtungsfehler fallen; so daſs bei Gleichheit der Genauigkeit die einfachste Interpolationsweise den Vorzug verdient.

Ueberdieſs hat Herr Regnault zwischen 0° und — 32° auf die Coëfficienten seiner Formel (*E*) verzichten gemuſst, weil sie zu groſse Spannungen gaben; er hat

1) *Traité des phys.* (*Paris,* 1816), *T. I, p.* 273.

eine andere derselben Art mit drei Coëfficienten berechnet, und stützt sich dabei auf die bei 0°, —16° und —32° beobachteten Spannungen. Ich habe geglaubt, die beiden Formeln (*H*) und (*P*), sowohl zwischen 0° und —32° als zwischen 0° und 100°, gebrauchen zu müssen, damit man sehe, bis wie weit eine jede derselben über die Temperaturgränzen hinaus anwendbar sey, welche zur Bestimmung ihrer Constanten dienten. Das Resultat dieser Probe ist für den Ausdruck (*H*) günstig, der zwar unterhalb 0° etwas zu groſse Spannungen giebt, sich aber zwischen 0° und 100° der Erfahrung mehr anschlieſst als die Formel (*P*), und besonders die Formel (*E*).

Daraus schlieſse ich: 1) daſs man sich zu sehr übereilt hat, die ältere Formel des Hrn. Biot zu verwerfen, und dessen neue anzunehmen, deren Complication nicht durch einen Zuwachs von Genauigkeit vergütet wird; 2) daſs die Formel von Hrn. Roche, vermehrt um ein Glied x^2, mit Vortheil an die Stelle der beiden ersten gesetzt werden kann.

Ich habe ferner die Formel (*H*) auf die von den HH. Arago und Dulong zwischen 100° und 224° C. beobachteten Dampfspannungen angewandt, und sie verglichen mit der, welche diese Physiker gebrauchten. Diese letztere, durch ihre Einfachheit merkwürdige, ist:

$$y=(1+0{,}007153x)^5 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (b),$$

worin y die Spannkraft des Dampfs in Atmosphären von 760 Millm., und x die Temperatur bezeichnet, letztere gezählt von 100°, positiv nach oben, negativ nach unten. Mit denselben Bezeichnungen wird unsere Formel:

$$\log y=\frac{ax-bx^2}{c+x} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (h).$$

Um a, b, c zu berechnen, bin ich ausgegangen von den drei Coordinatpaaren:

$$\begin{cases} x=124{,}15 \\ y=\ 23{,}934 \end{cases} \quad \begin{cases} x=107 \\ y=\ 17{,}219 \end{cases} \quad \begin{cases} x=33{,}3 \\ y=\ 2{,}8705. \end{cases}$$

Das erste und das dritte dieser Paare sind beobach-

tet worden; das zweite habe ich abgeleitet aus den zwei einander sehr nahe liegenden Beobachtungen:

$$\begin{cases} x=107,4 \\ y=\ 17,285 \end{cases} \quad \begin{cases} x=106,8 \\ y=\ 17,185. \end{cases}$$

Ich bediente mich dazu einer Formel von Roche:

$$y=\frac{a'x}{c'+x},$$

deren Constanten a', c' ich mittelst dieser beiden Systeme von Werthen bestimmt. Somit habe ich gefunden:

$$a=8,4144436\ ;\ b=0,00626304\ ;\ c=563,384.$$

Die Formel (h) hat das Ueble, daſs sie die Auflösung einer Gleichung zweiten Grades erfordert, wenn man die Dampfſpannung kennt, und daraus die entsprechende Temperatur ableiten will. Deshalb nahm ich meine Hülfe zu einer andern Modification der Roche'schen Formel. Kürze halber $\log y=z$ machend, setzte ich:

$$x=\frac{Cz-Bz^2}{A-z} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (h'),$$

und fand sonach aus den oben erwähnten drei Paaren:

$$C=264,0876\ ,\ B=24,67861\ ,\ A=3,934390.$$

Die folgende Tafel enthält die Resultate des Vergleichs der drei Formeln (b), (h) und (h') mit den Beobachtungen. Unter den drei letzten Spalten findet man die gröſste Abweichung jeder Formel und die mittlere derselben, d. h. die arithmetische Summe ihrer Abweichungen, dividirt durch deren Anzahl.

Dampfſpannung. Atmosphären.	Temperaturen, beobachtet.	nach (b).	nach (h).	nach (h').
2,1436	123°,7 C.	123°,03 C.	123°,51 C.	123°,52 C.
2,8705	133 ,3	132 ,82	133 ,30	133 ,30
4,5735	149 ,7	149 ,68	149 ,99	149 ,97
6,4977	163 ,4	163 ,46	163 ,57	163 ,54
7,3755	168 ,5	168 ,68	168 ,70	168 ,67
11,632	188 ,5	188 ,57	188 ,35	188 ,33
17,185	206 ,8	207 ,11	206 ,89	206 ,90
17,285	207 ,4	207 ,40	207 ,18	207 ,19
18,504	210 ,5	210 ,79	210 ,62	210 ,62
21,555	218 ,4	218 ,56	218 ,53	218 ,53
23,934	224 ,15	224 ,02	224 ,15	224 ,15
Gröſste Abweichung		— 0 ,67	+ 0 ,29	+ 0 ,27
Mittlere Abweichung		0 ,22	0 ,14	0 ,14

Diese Tafel zeigt, daſs die Angaben der Formeln (h) und (h') fast identisch sind; (h) und (h') stimmen etwas besser als (b) mit der Gesammtheit der Beobachtungen; doch besitzen sie diesen Vorzug nur von 100° bis etwa 140° C. Ueberdieſs weiſs man, daſs die Herren Arago und Dulong sich zwischen 100° und 140° C. nicht der Formel (b) zur Entwerfung ihrer schätzbaren Tafel über die Dampfspannungen bedient, sondern sie innerhalb dieses Intervalls durch eine andere Formel, durch die von Tredgold, ersetzt haben [1]). Diese Physiker waren also die Ersten, welche die Anwendung ihrer Formel beschränkten, und nur dieser Beschränkung wegen weicht sie den Formeln (h) und (h'), deren Anwendung, bei zweckmäſsiger Bestimmung ihrer Constanten, weiter ausgedehnt werden kann.

Die logarithmischen Formeln sind mehrer anderer Anwendungen fähig; denn sehr unähnliche Phänomene können einem selben Stetigkeitsgesetze oder wenig verschiedenen Gesetzen unterworfen seyn. Ich erwähne nur des Durchgangs der strahlenden Wärme durch starre oder flüssige Schichten von verschiedener Dicke. Sey

$$\log y = \log Y - \frac{ax + bx^2}{C + x},$$

worin y die bis zu einer veränderlichen Dicke x durchgelassene Wärmemenge bezeichnet, und die Dicke entweder von Null oder von einer gegebenen Dicke an gezählt werden kann. Y ist offenbar die Wärmemenge, die $x = o$ entspricht. Ich übersetzte diese Formel in Zahlen für den Fall, daſs die von einer Locatelli'schen Lampe ausgestrahlte Wärme durch Schichten von Glas, klarem Bergkrystall, Rüböl oder destillirtem Wasser geht, und habe gefunden, daſs die Formel die vier von Herrn Melloni angestellten Beobachtungsreihen, deren Herr Biot in seinem Bericht erwähnt [2]), getreu wiedergiebt.

1) *Ann. de chim. et de phys., T. XLIII, p.* 74. (Ann. Bd 18, S. 437.)

2) *Mémoires de l'acad. des sciences, T. XIV, p.* 433. (Ann. Bd. 38, S. 1. Bd. 39, S. 250, 436 u. 544.)

Diese Interpolation ist weniger mühsam als die, bei welcher man die gesammte Wärmefluth in drei partielle Fluthen zerlegt, eine von rascher, eine von mittlerer und eine von langsamer Auslöschung. Der gelehrte Berichterstatter repräsentirt eine jede dieser drei Fluthen durch ein geschlossenes Integral, und indem er diese drei Integrale für jede bekannte Dicke addirt, erhält er die durchgegangene Wärmemenge. Die Idee dieser Zerlegung ist sinnreich, allein wenn man die Curve, welche die Dicken zu Abscissen und die durchgelassenen Wärmemengen zu Ordinaten hat, durch eine einzige Gleichung charakterisiren kann, so ist dieſs besser, als jede ihrer Ordinaten durch drei auf einander gesetzte Stücke zu construiren. Durch die von mir vorgeschlagene Formel vermeidet man diese Complication, und hat überdieſs nur vier Constanten zu bestimmen, während man zur Berechnung der drei Integrale deren sechs bedarf.

VII. *Ueber die Wärme und Elasticität der Gase und Dämpfe.*

Unter diesem Titel hat Hr. Holtzmann, Professor der Physik und Mathematik am Groſsherzoglichen Lyceum zu Mannheim, kürzlich ein Schriftchen veröffentlicht, dessen Inhalt mit dem Gegenstande der beiden letzten Aufsätze dieses Heftes in so naher Beziehung steht, daſs wir nicht umhin zu können glauben, Einiges daraus mitzutheilen.

Hr. H. schlägt bei seinen Untersuchungen den zuerst von Clapeyron[1]) betretenen Weg ein, in Bezug auf dessen Arbeit er bemerkt, daſs die gewonnenen Re-

1) Ann. Bd. 59, S. 446.

sultate zwar richtig sind, so weit die Gesetze von Mariotte und Gay-Lussac Gültigkeit haben, daſs aber die Formeln eine unbestimmte Function enthalten, welche bei dem von ihm eingeschlagenen directen Wege bestimmt wird, wodurch jene Formeln erst Anwendbarkeit und rechte Bedeutung gewinnen.

Auf diesem Wege gelangt Hr. H. unter andern zu einer Relation zwischen der Spannkraft und der Temperatur des Wasserdampfs, deren Herleitung folgendermaſsen gegeben wird.

Zu besserem Verständnisse denkt sich der Verfasser Gas in einem vertikalen Cylinder von 1^{mq} Querschnitt, der undurchdringlich ist, nach oben durch einen beweglichen Kolben abgeschlossen. Dieser Kolben muſs durch ein Gewicht p Kilogramm, gleich der Pressung des Gases niedergedrückt werden, wenn das Gas in seinem Volum beharren soll. Zu diesem Gase trete die unendlich kleine Wärmemenge dq, und durch Verminderung des Drucks dehne sich das Gas aus, bis es die frühere Temperatur wieder hat. Diese Ausdehnung sey dv; sie wird erlangt dadurch, daſs das Gas den Kolben und den darauf lastenden Druck um dv in die Höhe schiebt. Die Wirkung der Wärme dq ist daher die Arbeit $(p-dp)$ Kilogramme auf dv Meter oder $(p-dp).dv$ Kilogramme auf 1 Meter erhoben.

dp drückt dabei die nothwendige Verminderung des Druckes aus; sie ist unendlich klein, und fällt daher gegen p weg. Die Arbeit der Wärme ist dann $p.dv$, und die Arbeit der Wärmeeinheit:

$$\frac{p.dv}{dq},$$

wo Wärmeeinheit diejenige Wärme genannt ist, welche bei ihrem Zutritt zu Gas die mechanische Arbeit a zu leisten vermag, d. h. um bestimmte Maaſse zu gebrauchen, die a Kilogramme auf 1 Meter erheben kann. Der letzte Ausdruck ist hienach gleich a.

Ist ϱ die Dichte des Gases, d. h. das Gewicht der Volumeinheit, so ist das Gewicht von $m^{\text{Kil.}}$ Gas:

$$v = \frac{m}{\varrho},$$

und $dv = -\frac{m d\varrho}{\varrho^2}$, daher obige Gleichung:

$$-\frac{mp.d\varrho}{\varrho^2.dq} = a \quad . . (1).$$

Die Wärmemenge q in 1 Kil. Gas hängt ab von dem Drucke p, unter dem das Gas steht, der Dichte ϱ und der Temperatur t des Gases. Diese drei Gröſsen hängen unter sich durch die bekannte Relation (das Mariotte'sche und das Gay-Lussac'sche Gesetz)

$$p = k\varrho(1 + \alpha t) \; . . . (2)$$

zusammen, in der k ein für jedes Gas besonderer Coëfficient, und α der Ausdehnungscoëfficient des Gases bei Erwärmung ist. Es läſst sich daher q als eine Function von p und ϱ allein betrachten. Dann ist das vollständige Differential derselben:

$$dq = \frac{dq}{dp}.dp + \frac{dp}{d\varrho}.d\varrho,$$

wofür das obige dp und $d\varrho$ so von einander abhängen, daſs die Temperatur constant bleibt. Die Gleichung (2) giebt aber für diesen Fall:

$$dp = k(+\alpha t).d\varrho = \frac{p}{\varrho}.d\varrho.$$

und damit wird:

$$dq = \left(\frac{p}{\varrho}.\frac{dq}{dp}. + \frac{dq}{d\varrho}\right).d\varrho.$$

Oben bezieht sich der Zuwachs der Wärmemenge auf $m^{\text{Kil.}}$ Gas, hier bezieht sich q auf die Einheit des Gewichts; wird die letzte Beziehung beibehalten, so ist oben $m.dq$ für dq zu setzen, und es wird nun die Gleichung (1):

$$-\frac{p}{p\varrho.\frac{dq}{dp} + \varrho^2\frac{dq}{d\varrho}} = a$$

oder

$$p.\frac{dq}{dp}+\varrho.\frac{dq}{d\varrho}=-\frac{p}{a\varrho}.$$

Das allgemeine Integral dieser Partial-Differentialgleichung ist:

$$q=F-lnp.\frac{p}{a\varrho},$$

wo F eine unwillkührliche Function von $\frac{p}{\varrho}$ bedeutet. Da aber $\frac{p}{\varrho}=k(1+\alpha t)$ ist, so kann man für diese Function auch eine Function von t setzen, welche man bei ihrer Willkührlichkeit auch durch

$$F_t+\frac{k(1+\alpha t)}{a}.lnp_0$$

ausdrücken kann, worin p_0 einen willkührlichen, aber constanten Druck ausdrücken soll. Mit diesem wird dann

$$q=F_t-\frac{k(1+\alpha t)}{a}.ln\frac{p}{p_0}\ldots(3).$$

Es bleibt nun noch die Function F_t zu bestimmen. Aus den Versuchen von Dulong über die Werthe des Verhältnisses beider specifischen Wärmen geht hervor, daſs dieses Verhältniſs von der Temperatur unabhängig ist. Er hat bekanntlich diese Werthe von den Tönen hergeleitet, welche eine Pfeife, die mit verschiedenen Gasarten gefüllt ist, giebt. Dabei führt er einen Versuch an, bei welchem eine Pfeife, die bei 22° C. einen Ton gab, der sich durch 500 Schwingungen in der Secunde ergiebt, bei 4° C. nur 484,8 Schwingungen hervorrief [1]). Bleibt nun das Verhältniſs der specifischen Wärmen in diesem Intervall dasselbe, so verhalten sich die Schwingungszahlen wie

$$\sqrt{1+0{,}003665.22} : \sqrt{1+0{,}003665.4},$$

woraus man, wenn man vom ersten Tone ausgeht, für den zweiten die Schwingungszahl 484,5 erhält. Die Uebereinstimmung des berechneten und beobachteten Werthes ist so groſs, daſs eine Aenderung in dem Verhältnisse der

1) S. Ann. Bd. 16, S. 199 u. 438.

beiden specifischen Wärmen durch Temperaturerhöhung wenigstens sehr klein seyn muſs.

Ist nun dieses Verhältniſs unabhängig von der Temperatur, so ergiebt sich ganz einfach $\frac{dF}{dt}$ constant, und

$$F_t = A + bt,$$

wo A und b Constanten sind.

Für diese Annahme sprechen noch die directen Versuche von Gay-Lussac und Welter, welche das betrachtete Verhältniſs als unabhängig von der Temperatur und dem Druck gefunden haben wollen; dann die Uebereinstimmung der von Delaroche und Bérard aufgefundenen Werthe der specifischen Wärme mit denen anderer Beobachter, während doch von den beiden Genannten die Gase, bis auf 100° erhitzt, dem Versuch unterworfen wurden, wogegen bei den Beobachtungen Anderer die Gase nur eine Temperatur von 10° bis 20° hatten.

Auch die Versuche von Dulong und Petit über die Abkühlung durch Gase zeigen, daſs die specifische Wärme der Gase unabhängig ist von der Temperatur. Diese beiden Physiker fanden nämlich, daſs diese Abkühlung sich zwar mit dem Drucke, nicht aber mit der Temperatur der Gase ändere.

Aus allem diesen geht hervor, daſs man bei dem jetzigen Stande der Wissenschaft berechtigt ist, wenigstens als ziemlich weit gehende Annäherung, für die Function F_t die bestimmte $A + bt$ zu setzen.

Damit wird denn die Formel (3):

$$q = A + bt - \frac{k(1+\alpha t)}{a} . ln \frac{p}{p_0} \; . \; . \; . \; (4).$$

Es ist noch übrig, das noch ganz willkührliche a festzustellen. Bei dieser Willkührlichkeit läſst sich die davon abhängige Wärmeeinheit selbst willkührlich wählen, und umgekehrt a zu dieser bestimmen. Der Verfasser nimmt also an, wie dieſs gewöhnlich geschieht, die Wärme-

menge, welche 1 Kilogramm Wasser von 0° auf 1° zu erwärmen vermag, als Wärmeeinheit.

Nach der Bestimmung von Delaroche und Bérard ist die specifische Wärme der atmosphärischen Luft bei einem Druck von einer Atmosphäre $=0{,}267$ der eben festgestellten Wärmeeinheit. Setzt man $p_0 =$ dem Druck einer Atmosphäre, so erhält man $ln.\frac{p}{p_0}=0$, und also für atmosphärische Luft $c=b=0{,}267$.

Eben so ist für atmosphärisehe Luft $\frac{c}{c_1}$ aus der Schallgeschwindigkeit berechnet $=1{,}415$, ebenfalls beim Drucke einer Atmosphäre. Daher $0{,}267=1{,}415\,c_1$ und $c_1=0{,}189$, womit $c-c_1=0{,}078$ sich ergiebt. Aber $c-c_1=\frac{k\alpha}{a}$ . . [1]).

Es ist $k=\frac{p}{\varrho(1+\alpha t)}$. Dabei ist p der Druck auf 1^{mq}, und ϱ das Gewicht von 1^{mc} atmosphärischer Luft unter jenem Druck und bei der Temperatur t^0. Nun ist für den Druck einer Atmosphäre $p=10333$ Kil., und für die Temperatur des Eispunkts $\varrho=1299$ Kil. Daher

$$k=\frac{10333}{1{,}299}=7955.$$

α ist nach Magnus gleich 0,003668. Mit diesen Zahlen erhält man:

$$a=\frac{k\alpha}{c-c_1}=\frac{7955\times0{,}003668}{0{,}078}=374.$$

1) Es ist nämlich:

$$c=b-\frac{k\alpha}{a}.ln\frac{p}{p_0} \text{ und } c_1=b-\frac{k\alpha}{a}.ln\frac{p}{p_0}-\frac{k\alpha}{a}.$$

Dieſs geht aus (3) hervor, da:

$$c=\frac{dq}{dt}=\frac{dF}{dt}-\frac{k\alpha}{a}.ln\frac{p}{p_0}$$

$$c_1=\frac{dq}{dt}+\frac{dq}{dp}.\frac{dp}{dt}=\frac{dF}{dt}-\frac{k\alpha}{a}.ln\frac{p}{p_0}-\frac{k\alpha}{a},$$

wobei die Einheit des Gewichts zum Grunde liegt.

Dieſs Resultat sagt: die Wärme, welche 1 Kil. Wasser um 1° C. erwärmt, ist vermögend 374 Kil. auf 1 Meter zu heben. Dasselbe Resultat erhält Clapeyron, giebt es nur in weniger übersichtlichen Zahlen.

Die Ansicht, daſs der Wasserdampf im Maximum seiner Spannkraft eine von dieser Kraft, und also auch von der Temperatur unabhängige Wärmemenge enthalte, ist durch die neuesten Versuche von De Pambour bestätigt worden[1]). Ist daher q diese Wärmemenge, p die Spannkraft und t die Temperatur des Wasserdampfs, so ist nach (4):

$$q = A + bt - \frac{k(1+\alpha t)}{a} . ln \frac{p}{p_0} .$$

Setzt man nun für $p = p_0$, $t = o$, d. h. zählt die Temperaturen von dem Punkte an, bei dem die Spannkraft der Dämpfe gleich p_0 oder nach dem Früheren gleich einer Atmosphäre ist, also vom Siedpunkte an, so hat man: $q = A$, was abgezogen von (4) giebt:

$$o = bt - \frac{k(1+\alpha t)}{a} . ln \frac{p}{p_0} ,$$

oder:

$$log \frac{p}{p_0} = \frac{abt}{k(1+\alpha t)} = \frac{ab}{k\alpha} . \frac{t}{\frac{1}{\alpha} + t} .$$

Diese Gleichung giebt die Spannkräfte für die Temperatur t, vom Siedpunkte an gezählt.

Führt man briggische Logarithmen ein, drückt die Spannkraft in Atmosphären aus, und setzt $M . \frac{ab}{k\alpha} = B$, wobei M der Modul der briggischen Logarithmen ist, so hat man:

$$log \frac{p}{p_0} = \frac{Bt}{\frac{1}{\alpha} + t} .$$

Aus einigen der Versuche von Magnus ergiebt sich hienach:

1) Ann. Bd. 59, S. 587.

$$log \frac{p}{p_0} = \frac{5,2555\,t}{336,22 + t} \ldots (5),$$

eine Formel, deren Uebereinstimmung mit der Erfahrung aus nachstehender Formel erhellen wird.

p	t berechnet.	t nach Magnus.	Unterschied.	p	t berechnet.	t nach Magnus.	Unterschied.
mm.				mm.			
9,43	— 88,49	— 88,66	+ 0,83	114,65	— 45,45	— 45,26	+ 0,19
9,88	— 88,79	— 88,02	+ 0,77	284,97	— 25,20	— 25,17	+ 0,03
22,24	— 75,95	— 76,15	— 0,20	387,15	— 17,72	— 17,75	— 0,03
71,20	— 55,03	— 55,10	— 0,07	542,54	— 9,09	— 9,20	— 0,11
73,74	— 54,34	— 54,30	+ 0,04	563,50	— 8,09	— 8,19	— 0,10

p Atmosphären.	t berechnet.	t nach Arago u. Dulong.	Unterschied.	p Atmosphären.	t berechnet.	t nach Arago u. Dulong.	Unterschied.
2,14	+ 22,56	22,42	— 0,14	17,185	+ 103,3	103,2	— 0,1
2,8705	32,09	31,77	— 0,32	17,285	103,6	103,9	+ 0,3
4,5735	48,31	48,37	+ 0,06	18,504	106,8	107,2	+ 0,4
6,4977	61,51	61,30	— 0,21	21,555	114,3	114,7	+ 0,4
7,3755	66,50	66,54	+ 0,04	23,934	119,6	120,1	+ 0,5
11,632	85,52	85,78	+ 0,26				

Die hier für die Spannkraft der Dämpfe erhaltene Formel ist übrigens keine andere als die, auf welche schon früher Roche und dann v. Wrede [1]) kamen, aber auf anderen Wegen, bei welchen von ihnen die Bedeutung des Coëfficienten B nicht erkannt wurde.

Will man die Temperatur von 0° C. an zählen, und die Pressungen in Millimeter Quecksilberhöhe angeben, so kann man in der Formel (5) zuerst $t_1 - 100$ für t setzen. Dieſs giebt:

$$log \frac{p}{760} = \frac{5,2555\,t_1 - 525,55}{236,22 + t_1},$$

dann hat man in der Formel (5) für $t = -100$; $p = 4,529$, also:

$$log \frac{4,529}{760} = \frac{-525,55}{236,22}.$$

1) Ann. Bd. 53, S. 225.

Zieht man beide Gleichungen von einander ab, so erhält man:

$$log\,\frac{p}{4{,}529}=\frac{\left\{5{,}2555+\frac{525{,}55}{236{,}22}\right\}t_1}{236{,}22+t_1},$$

oder:

$$log\,p=0{,}65600+\frac{7{,}4804.t_1}{236{,}22+t_1}.$$

Diese Formel unterscheidet sich nur sehr wenig durch etwas andere Coëfficienten von der Magnus'schen [1]). Ich hätte auch, sagt der Verfasser, von dieser Formel ausgehen können.

VIII. *Bodentemperatur zu Trevandrum.*

Herr Caldecott hat auf dem Hügel der Sternwarte zu Trevandrum in Indien (8° 30′ 32″ N. und $5^h\,7^m\,59^s$ O. v. Greenwich) in einen Boden, der aus einem Conglomerat (Laterit) besteht, drei von Adie in Edinburg angefertigte Thermometer respective bis zur Tiefe von 3, 6 und 12 pariser Fuſs versenkt, und dieselben länger als ein Jahr täglich (mit Ausnahme der Sonntage) vier Mal (alle sechs Stunden) beobachtet. Die monatlichen Mittel ergeben die Resultate, welche, nebst denen der Lufttemperatur und der Regenmenge, in folgender Tafel zusammengestellt sind.

	Bodentemperatur.			Mittlere Lufttemperatur.	Regenmenge.
	Tiefe 12 F.	Tiefe 6 F.	Tiefe 3 F.		
1842.	F°.	F°.	F°.	F°.	Zoll.
Mai	86,805	87,349	86,742	80,09	14,513
Juni		86,742	84,977	79,32	8,747
Juli	86,938	85,789	83,901	78,73	5,951
August	86,383	84,940	83,147	77,90	4,424
September . . .	85,930	85,052	84,237	78,28	7,723
October	85,843	85,237	84,437	79,10	5,492
November . . .	85,783	84,899	83,307	77,82	8,805
December . . .	85,535	85,057	84,507	78,96	0,164

1) Ann. Bd. 61, S. 225.

	Bodentemperatur.			Mittlere Lufttemperatur.	Regenmenge.
	Tiefe 12 F.	Tiefe 6 F.	Tiefe 3 F.		
1843.	F°.	F°.	F°.	F°.	Zoll.
Januar	85,783	86,212	85,759	79,05	1,154
Februar	86,085	86,809	88,047	80,09	0,033
März	86,643	88,579	89,457	82,36	1,721
April			89,114	81,58	9,274
Mai		88,224	87,202	80,62	15,989
Juni		85,739	83,549	78,21	16,932
Juli	86,043	83,879	81,777	77,29	10,899

Aus diesen Resultaten erhellt, daſs das Eindringen der Sonnenwärme in den Boden im Allgemeinen nahe beim Aequator dem unter unsern Breiten gleicht. Selbst in 12 Fuſs Tiefe ist die jährliche Periode noch nicht verschwunden; ihr Umfang beträgt daselbst noch $2\frac{1}{4}$ °F., während sie in den beiden geringeren Tiefen von 6 und 3 Fuſs auf respective $5\frac{1}{2}$ und 8° steigt, und zugleich Unregelmäſsigkeiten zeigt. Wenigstens für die östliche Halbkugel, bemerkt Hr. C., ist also Boussingault's Behauptung unrichtig, daſs unter dem Aequator die jährliche Temperatur im Schatten nur einen Fuſs tief in den Boden eindringe.

Das merkwürdigste Resultat der obigen Versuche ist der groſse Ueberschuſs der Bodentemperatur über die mittlere Lufttemperatur. Es widerlegt dieſs, sagt Hr. C., sowohl die Meinung von Boussingault, welcher beide Temperaturen als gleich annimmt, als auch die von Kupffer, welcher die erstere Temperatur unter dem Aequator für niedriger hält als die letztere [1]). (*Proceed. of the R. Soc. Edinb.*, *Vol. II*, *p.* 29.)

1) Es fragt sich wohl dabei, wie die mittlere Lufttemperatur bestimmt worden sey. Darüber findet sich a. a. O. nichts gesagt, auch nicht in früheren Notizen des Verfaſsers im *Bullet. de Bruxelles*, *T. IX*, *p.* 303 u. 491, woselbst übrigens die Bodentemperaturen noch nach den unberichtigten Thermometern gegeben sind. *P.*

ANNALEN
DER PHYSIK UND CHEMIE.
Bd. II. ERGÄNZUNG. St. 2.

I. *Ueber die Liquefaction und Solidification der gewöhnlich als Gase existirenden Körper;* *von Michael Faraday.*

(Mitgetheilt vom Hrn. Verf. in einem besonderen Abzuge aus den *Philosoph. Transact. f.* 1845, *pt. I.* — Eine vorläufige Notiz von dieser Untersuchung ward schon im Bd. 64, S. 467 gegeben.)

Die früher von mir über die Liquefaction der Gase angestellten Versuche [1]) und die diesem Zweig der Kenntniſs von Zeit zu Zeit besonders durch Hrn. Thilorier hinzugefügten Thatsachen [2]), haben in mir beständig den Wunsch erregt, die Untersuchung wieder aufzunehmen. Dieses, nebst Betrachtungen entspringend aus der anscheinenden Einfachheit und Einheit der Molecularconstitution aller im Gas- oder Dampfzustand befindlichen Körper, welche nach den durch Hrn. Cagniard de la Tour's Versuchen gegebenen Fingerzeigen ein einfaches Gesetz ihres Uebergangs in den flüssigen Zustand erwarten lassen, so wie auch die Hoffnung, Stickstoff, Sauerstoff und Wasserstoff, entweder als flüssige oder als starre Körper, und den letzteren wahrscheinlich als Metall zu erblicken, haben mich kürzlich veranlaſst, viele Versuche über diesen Gegenstand anzustellen. Hat der Erfolg auch nicht ganz meinem Wunsche entsprochen, so hoffe ich doch, daſs einige der erlangten Resultate und die Mittel zu ihrer Erlangung Interesse für die K. Gesellschaft haben werden, besonders da die letzteren einer weiteren Anwendung fähig sind, als ich Gelegenheit hatte von ihnen

1) *Philosoph. Transact.* 1823, *pp.* 160, 189.

2) *Ann. de chim. et de phys.* 1835, *T. LX*, *p.* 427, 432.

zu machen. Meine Absicht war, wie die von Andern, die Gase zugleich einem bedeutenden Druck und einer bedeutend niedrigen Temperatur auszusetzen. Um den Druck hervorzubringen, gebrauchte ich die mechanische Kraft zweier auf einem Tische befestigten Luftpumpen. Bei der ersten Pumpe hielt der Kolben einen Zoll im Durchmesser, bei der zweiten nur einen halben. Beide Pumpen waren durch ein Verbindungsrohr so verknüpft, daſs die erstere das Gas in und durch die Ventile der zweiten trieb, und dann konnte die zweite das schon bis zehn, funfzehn oder zwanzig Atmosphären verdichtete Gas unter einem viel höheren Druck in den für dasselbe bestimmten Recipienten treiben.

Die zu versuchenden Gase wurden in Gasometern oder Gasflaschen entweder bereitet oder aufbewahrt, und, wenn man die Pumpen fortlieſs, in starken Glasgefäſsen entwickelt und unter Druck in die Condensationsröhren gebracht. Wenn die Gase über Wasser standen oder auch Wasser enthielten, gingen sie auf ihrem Wege von den Recipienten zu der Pumpe durch ein Gewinde von dünnem Glasrohr, das in einem Gefäſs mit einer guten Mischung von Eis und Salz enthalten war, also die Temperatur 0° F. besaſs. Das sich condensirende Wasser hatte sich sämmtlich in den beiden ersten Zollen des Gewindes abgelagert.

Die Condensationsröhren waren von grünem Bouteillenglase, von $\frac{1}{6}$ bis $\frac{1}{4}$ Zoll in äuſserem Durchmesser, und von $\frac{1}{42}$ bis $\frac{1}{30}$ Zoll in Glasdicke. Sie waren hauptsächlich zweierlei Art, und hatten eine Länge von etwa 9 bis 11 Zoll. Die einen hatten, bei horizontaler Lage, gegen das eine Ende hin eine Biegung nach unten, um in ein kaltes Bad getaucht zu werden (Taf. III, Fig. 1); die andern besaſsen die Gestalt eines umgekehrten Hebers und konnten erforderlichenfalls an ihrer Krümmung eben so abgekühlt werden (Fig. 2). In den geraden Theil der horizontalen Röhre und in den längeren Schenkel

der heberförmigen wurden, wenn es nöthig war, Druck-Anzeiger (*pressure gauges*) gesteckt.

Mittelst Kappen, Hähne und Verbindungsstücke wurden die Glasröhren mit den Pumpen verknüpft, und letztere, von Messing, waren wie die gewöhnlich zu Gasversuchen dienenden eingerichtet, nur waren sie klein und sorgfältig gearbeitet. Die Kappen hatten eine solche Gröſse, daſs die Enden der Röhren frei hineingingen; sie waren inwendig mit Ringen oder einer Schraubenmutter versehen, an welchem der Kitt festsaſs. Die Enden der Röhren waren rauhgefeilt, und wenn eine Kappe darauf befestigt werden sollte, wurde sowohl diese als das Röhrenende so warm gemacht, daſs der Kitt [1]) in Berührung mit diesen Theilen vollständig schmolz, ehe beide zusammengebracht und gehörig ineinandergesteckt waren. Diese Verkittungen ertrugen einen Druck von 30, 40 bis 50 Atmosphären, und versagten unter hundert Fällen nur ein einziges Mal, wo auch nicht einmal eine völlige Trennung der Theile eintrat, sondern nur ein kleiner Leck entstand.

Die Kappen, Hahnstücke und Verknüpfer (*Connectors*) hatten sämmtlich gleichen Schraubengang, so daſs sie auf jede erforderliche Weise combinirt werden konnten. Zum Verschlieſsen der Oeffnungen oder Enden der Kappen etc. dienten solide Schraubenstöpsel, während die Ueberdeckung und Verschlieſsung der Hahnstücke durch hohle Stöpsel mit Schraubenmuttern geschah. Alle diese Schraubenverbindungen wurden durch Bleiringe (*leaden washers*) dicht gemacht, und da ich diese von verschiedener Dicke hatte, von $\frac{4}{8}$ bis $\frac{12}{8}$ des Abstandes der Schraubengänge von einander, so konnten sie leicht so gewählt werden, daſs beim Zusammenschrauben Alles luftdicht wurde und zugleich jeder Theil des Apparats in seine rechte Stellung kam.

1) Fünf Theile Harz, ein Theil gelbes Wachs und ein Theil rother Ocker zusammengeschmolzen.

Ich habe oft einen Druck von funfzig Atmosphären in diese Röhren versetzt, und (mit einer einzigen Ausnahme) kein Unglück oder Miſslingen gehabt. Mit Hülfe des Hrn. Addams habe ich ihre Stärke durch hydrostatischen Druck geprüft und folgende Resultate erhalten: Eine Röhre von 0,24 Zoll äuſserem Durchmesser und 0,0175 Zoll Wanddicke barst bei einem Druck von 67 Atmosphären, die Atmosphäre zu 15 Pfund auf den Quadratzoll gerechnet. Eine gebrauchte Röhre von der Gestalt Fig. 1, Taf. III, die 0,225 Zoll im äuſseren Durchmesser und 0,03 Zoll in Wanddicke hielt, ertrug einen Druck von 118 Atmosphären ohne zu bersten, und ohne daſs die Kappen oder der Kitt nachgaben; sie wurde dann zu fernerem Gebrauch aufgehoben.

Eine Röhre, wie ich sie zur Entwicklung der Gase unter Druck angewandt, von 0,6 Zoll äuſserem Durchmesser und 0,035 Zoll Wanddicke, barst bei 25 Atmosphären.

Nach diesen Daten war es leicht, Röhren auszulesen, die stark genug waren, jeden Druck zu ertragen, der muthmaſslich bei einem gegebenen Versuch in ihnen ausgeübt werden würde.

Das Instrument zur Schätzung des Drucks, welchem das Gas in der Condensationsröhre unterworfen ward, war von gleicher Art wie das früher beschriebene [1]), bestand aus einer kleinen, oben verschlossenen Glasröhre, in welcher sich eine Quecksilbersäule bewegte. Mit dem Ausdruck: 10 oder 20 Atmosphären, ist eine Kraft gemeint, die im Stande ist eine gegebene Portion Luft auf 0,1 oder 0,05 des Volums zusammenzudrücken, welches sie unter dem Drucke einer Atmosphäre von 30 Zoll (engl.) Quecksilber einnimmt. Die Meſsröhren hatten eine mit schwarzem Firniſs und auch mit Tusch aufgetragene Skale; es giebt einige Gase, die im condensirten Zustand den Firniſs flüssig machen, die Tusche hält sich

1) *Philosoph. Transact.* 1823, *p.* 192.

aber dann. Zur ferneren Vorsicht war eine genaue Copie der Meſsröhre auf Papier gezeichnet, um auf die Auſsenseite der Verdichtungsröhre angebracht zu werden. In vielen Fällen wurde, nach Beendigung des Versuchs, der Druck aus dem Innern des Apparats entfernt, um zu ermitteln, ob das Quecksilber in der Meſsröhre auf seinen anfänglichen oder Ausgangspunkt zurückkehren würde.

Um diese Röhren zu erkälten, wurde Thilorier's Gemisch von starrer Kohlensäure und Aether angewandt. Eine etwas über vier Kubikzoll fassende Schale von Steingut wurde in eine ähnliche, etwas gröſsere gesetzt, eine drei- oder vierfache Lage Flanell zwischen beide gelegt, und dann das Gemisch zum Bade in die innere Schale gebracht. Ein solches Bad ist leicht auf 20 oder 30 Minuten anwendbar, indem es diese ganze Zeit hindurch starre Kohlensäure enthält. Die angewandten Röhren ertragen, ohne zu springen, die plötzliche Eintauchung in dasselbe.

Da meine Hoffnungen auf einen den früheren übertreffenden Erfolg mehr auf Temperaturerniedrigung als auf den in diesen Röhren hervorzubringenden Druck begründet waren, so bemühte ich mich, einen noch gröſseren Grad von Kälte zu erzeugen. In der That lassen sich einige Resultate durch Kälte erlangen, die man durch Druck nicht hervorzubringen im Stande ist. So ist bisher noch keine Flüssigkeit durch irgend einen Druck verfestet worden. Ferner könnte der merkwürdige, von Cagniard de la Tour entdeckte Zustand, welchen Flüssigkeiten bei einer gewissen Wärme annehmen, bei einigen der zu untersuchenden Körper, z. B. Sauerstoff, Wasserstoff, Stickstoff, u. s. w. unterhalb der Temperatur liegen, die dem Bade von starrer Kohlensäure und Aether eigen ist; und in diesem Fall würde kein Druck, den irgend ein Apparat aushalten könnte, im Stande seyn, sie in den flüssigen oder starren Zustand zu versetzen.

Um diesen höheren Grad von Kälte zu erzeugen,

wurde das Bad von Kohlensäure und Aether unter eine Luftpumpe gebracht, und die Luft nebst der gasförmigen Kohlensäure rasch entfernt. Hiedurch sank die Temperatur so tief, dafs der Dampf der Kohlensäure statt des Drucks von einer Atmosphäre nur einen Druck von $\frac{1}{24}$ Atmosphäre oder 1,2 Zoll Quecksilber ausübte, denn das Barometer der Luftpumpe konnte auf 28,2 Zoll gehalten werden, wenn das gewöhnliche Barometer auf 29,4 Zoll stand. Bei dieser niedrigen Temperatur war die mit Aether gemischte Kohlensäure nicht flüchtiger als Wasser bei 86° F. oder Alkohol bei gewöhnlichen Temperaturen.

Um eine Idee von diesen Temperaturen zu bekommen, hatte ich mir ein Alkohol-Thermometer gemacht, das von 32° F. abwärts nach Graden gleich dem Abstand zwischen 212° und 32° F. eingetheilt war. Wenn diefs Thermometer in ein von Luft umgebenes, aber mit Papier bedecktes Bad von Kohlensäure und Aether getaucht ward, zeigte es die Temperatur —106° F. Unter der Luftpumpe in dasselbe Bad gesteckt, sank es auf —166° F. oder 60° tiefer als in dem nämlichen Bade in Luft oder unter dem Druck von einer Atmosphäre. Dabei war der Aether sehr flüssig und das Bad konnte eine Viertelstunde lang in gutem Zustand erhalten werden.

Während der Auspumpung beobachtete ich zu gewissen Zeitpunkten die Temperatur des Bades und den entsprechenden Druck bei einem äufseren Barometerstande von 29,4 Zoll. Ich erhielt unter andern folgende Resultate:

Barometer der Luftpumpe.	Temperatur des Bades.
1 Zoll	—106° F.
10 -	—112,5 -
20 -	—121 -
22 -	—125 -
24 -	—131 -
26 -	—139 -
27 -	—146 -
28 -	—160 -
28,2 -	—166 -

Da indeſs das Thermometer einige Zeit gebraucht, um die Temperatur des Bades anzunehmen, und die letztere eine beständig sinkende war, der Alkohol sich auch bei niederer Temperatur beträchtlich verdickt, so sind ohne Zweifel die angegebenen Grade nicht so niedrig als sie seyn müſsten, in vielen Fällen selbst um 5 bis 6°.

Mit *trockner* Kohlensäure unter der Glocke der Luftpumpe konnte ich, wenn das äuſsere Barometer auf 30 Zoll stand, das innere auf 29 erheben.

Die Vorrichtung, durch welche dieſs Erkältungsvermögen in seiner Wirkung auf Gase mit dem Druck der Pumpen vereint ward, war in ihrem Principe sehr einfach. Eine oben offene Luftpumpenglocke war verschlossen durch eine Messingplatte, welche mittelst einer Stopfbüchse eine etwa 6 Zoll lange, leicht auf- und abzuschiebende Messingröhre luftdicht hindurchlieſs. Einer der schon in Fig. 1, Taf. III abgebildeten Condensations-Glasheber wurde an das untere Ende der verschiebbaren Röhre geschraubt, und das obere Ende der letztern durch eine aus zwei Stücken bestehende Verbindungsröhre mit der Druckpumpe verbunden. Die letztere Röhre, von Messing, war eng und 9,5 Fuſs lang; sie ging auf 6 Zoll horizontal von der Pumpe fort, stieg dann 2 Fuſs in die Höhe, ging nun 7 Fuſs wieder horizontal, und bog sich endlich herab, wo sie sogleich mit der verschiebbaren Röhre verbunden war. Hiedurch konnte die letztere, ohne Zwang für die Verbindungsstücke, gehoben und gesenkt, und somit auch die Verdichtungsröhre tiefer in das im *Vacuo* befindliche Bad getaucht oder, zur Untersuchung ihres Inhalts, nach Belieben herausgezogen werden. Die Capacität der Verbindungsröhren jenseits der letzten Druckpumpe betrug nur zwei Zoll (Kubikzoll).

Beim Experimentiren mit einem Gase wurde der Apparat fest und dicht zusammengesetzt, mit Ausnahme des Schraubenpflocks am kurzen Schenkel der Verdichtungsröhre, welcher das eigentliche Ende des Apparats war;

dieser ward etwas lose gelassen. Dann wurde mittelst der Druckpumpen ein Ueberschuſs von Gas durch den Apparat geleitet, um jede Spur von Luft auszutreiben, hierauf der Pflock festgeschraubt, das Bad in Ordnung gebracht, und das Gas der vereinten Wirkung der Kälte und des Druckes ausgesetzt.

Es giebt viele Gase, die sich unter einem Druck geringer als der einer Atmosphäre verdichten, wenn sie der Kälte des Kohlensäure-Bades in Luft (welche bisweilen bedeutend unter -106° F. gebracht werden kann) ausgesetzt werden. Diese waren daher leicht zu verdichten, wenn man sie durch enge Verbindungsröhren in röhrenförmige Behälter sandte, die im kalten Bade standen. Waren die Behälter zuvor über der Weingeistflamme mit engen Hälsen versehen, so hatte es auch keine Schwierigkeit, diese Substanzen im verdichteten Zustande hermetisch einzuschlieſsen. Auf diese Weise wurden *Chlor, Cyan, Ammoniak, Schwefelwasserstoff, Arsenwasserstoff, Jodwasserstoff, Bromwasserstoff* und selbst *Kohlensäure* im verdichteten Zustande erhalten, auch *Euchlorine* in einer Röhre mit einer Kappe und einem Schraubenpflock. Bei Anwendung eines zuvor im Vacuo abgekühlten Bades von Kohlensäure werden sich ohne Zweifel noch andere verdichtete Gase in gleicher Weise aufbewahren lassen.

Die flüssige Kohlensäure verschaffte mir Hr. Addams durch seinen vortrefflichen Apparat in Portionen von 220 Kubikzoll. Die aus ihr dargestellte starre Kohlensäure wurde in einem Glase aufbewahrt, das im Innern dreier concentrischer, durch trockne Ueberzüge von Wollenzeug von einander getrennter Flaschen stand. Diese Vorrichtung war so wirksam, daſs ich oft einen ganzen Tag oder 12 bis 15 Stunden arbeitete und aus der einzigen Portion von 220 Kubikzoll starre Kohlensäure genug gewann für alle während dieser ganzen Zeit erforderlichen Bäder [1]).

1) Einstmals fand ich die starre Kohlensäure ungemein elektrisch, konnte

Durch den Apparat und das Verfahren, die eben beschrieben wurden, waren alle zuvor condensirten Gase leicht zu verdichten, auch einige neue Resultate zu erhalten. Wenn ein Gas liqueficirt war, konnte man den Hahn leicht verschlieſsen und dann die Verdichtungsröhre mit ihrem Inhalt vom übrigen Apparat trennen. Um indeſs zu verhüten, daſs die Flüssigkeit als Gas entweiche, war eine fernere Vorsicht nöthig, nämlich das freistehende Ende des Hahns mit einer leeren Schraubenkappe mit ledernen Zwischenlagen zu überdecken, und auch die Schraube des Hahnpflocks vollkommen luftdicht zu machen. Mit diesen Vorsichtsmaſsregeln habe ich Kohlensäure, salpetrige Säure, Fluorkieselgas, u. s. w. tagelang aufbewahrt.

Selbst bei Gasen, die durch das Kohlensäurebad in Luft verdichtet werden konnten, hatte der Luftpumpen-Apparat Vorzug in einer Hinsicht; denn wenn die Verdichtungsröhre aus dem Bade in die Luft gebracht ward, beschlug sie sogleich mit Reif, welcher das Hineinsehen verhinderte; allein im Vacuo war dieſs nicht der Fall, und man konnte den Inhalt der Röhre sehr gut mit dem Auge untersuchen.

Oelbildendes Gas. — Dieſs Gas verdichtet sich zu einer klaren, farblosen Flüssigkeit, die selbst durch das Kohlensäurebad im Vacuo nicht erstarrt, ob, weil die Temperatur nicht niedrig genug war, oder aus andern, beim Euchlorin zu erwähnenden Gründen, ist ungewiſs.

Die Spannung des Dampfs dieser Substanz bei der

es aber später nicht wieder beobachten; wahrscheinlich rührte es her von Oel, welches sich in der Kohlensäurebüchse befand. Weder die Säure, noch das auf ihr in der Luft gebildete Filament von Eis leitete, denn bei Berührung behielten sie ihren elektrischen Zustand. Da ich noch glaube, daſs ich über die Ursache der Elektricität eines ausströmenden Dampf- oder Wasserstrahls die richtige Erklärung gegeben habe (*Phil. Transact. f.* 1843, *p.* 17. — Ann. Bd. 60, S. 321), so schlieſse ich, daſs auch hier die Erregung der Elektricität durch Reibung geschah und nicht mit Verdampfung zusammenhing.

Temperatur des Kohlensäurebades in Luft (— 103° F.) war auffallend unsicher, betrug bei verschiedenen Gelegenheiten und bei verschiedenen Portionen 3,7, 8,7, 5 und 6 Atmosphären. Als Beispiel diene die folgende Tafel; sie enthält die Dampfspannung zweier zu verschiedenen Zeiten gewonnenen Proben für gewisse Grade unter 0° F.

Temperatur.	Spannung.	Spannung.
— 100° F.	4,60 Atmosph.	9,30 Atmosph.
— 90 -	5,68 -	10,26 -
— 80 -	6,92 -	11,33 -
— 70 -	8,32 -	12,52 -
— 60 -	9,88 -	13,86 -
— 50 -	11,72 -	15,36 -
— 40 -	13,94 -	17,05 -
— 30 -	16,56 -	18,98 -
— 20 -	19,58 -	21,23 -
— 10 -		23,89 -
0 -		27,18 -
+ 10 -		31,70 -
+ 20 -		36,80 -
+ 30 -		42,50 -

Bis jetzt habe ich diese Unregelmäſsigkeit noch nicht aufgeklärt, glaube aber, daſs im ölbildenden Gase zwei oder mehre physikalisch und vielleicht auch chemisch verschiedene Substanzen vorhanden sind, deren Verhältniſs nach der Temperatur, den Verhältnissen der Ingredienzen, u. s. w. bei der Bereitung schwankt.

Die Flüssigkeit greift das Harz der Meſsröhrenskale an, wahrscheinlich auch das Harz im Kitt der Kappe, doch langsam.

Jodwasserstoffsäure. — Diese Substanz wurde aus Jodphosphor bereitet, durch Erhitzung desselben in sehr wenig Wasser. Sie ist durch die Temperatur eines Kohlensäurebades leicht verdichtbar; umdestillirt, wurde sie rein erhalten.

Die Säure läſst sich im starren oder flüssigen oder (wie natürlich) gasigen Zustand erhalten. Starr ist sie

vollkommen klar und farblos, versehen mit Rissen oder Spalten, die denen im Eise ähnlich sind. Beim Erstarren ist ihre Temperatur nahe —60° F., und dann hat ihr Dampf noch nicht den Druck einer Atmosphäre. Bei einer etwas höheren Temperatur wird sie eine klare Flüssigkeit und dieser Punkt liegt dicht über dem, welcher einer Dampfspannung von einer Atmosphäre entspricht. Die Säure löst den Kitt der Kappe und das Harz der Meſsröhrenskale; sie scheint auch Fett zu lösen, denn sie sickerte durch den Pflock des Hahns mit merkwürdiger Leichtigkeit. Eben so wird das Messing des Apparats und das Quecksilber der Meſsröhre von ihr angegriffen. Die folgenden Angaben dürfen daher nur als Annäherungen betrachtet werden.

Bei	0° F. betrug der Druck	2,9	Atmosphären.
-	32 - - - -	3,97	-
-	60 - - - -	5,86	-

Bromwasserstoffsäure. — Diese Säure wurde bereitet, indem man zu Phosphorbromid [1]) in einem aus einer Röhre gebildeten Destillir-Apparat etwa ein Drittel seines Volums Wasser hinzusetzte, und dann erhitzte, um die gasige Säure zu destilliren. In einem sehr kalten Recipienten aufgefangen, verdichtete sie sich zu einer Flüssigkeit, welche rectificirt und dann zum Versuch angewandt wurde.

Die Bromwasserstoffsäure verdichtet sich bei —100° F. oder niedriger zu einer klaren farblosen Flüssigkeit, die bei der Temperatur des Kohlensäurebades in Luft noch nicht den Druck einer Atmosphäre ausübt. Sie macht die

1) Die Bromide des Phosphors lassen sich leicht ohne Gefahr vor Explosion darstellen. Giebt man einer Glasröhre zwei herabgehende Biegungen, bringt den Phosphor in die eine und das Brom in die andere, so kann man durch Neigen der Röhre bewirken, daſs der Bromdampf langsam zum Phosphor flieſst und sich mit ihm verbindet. Das flüssige Phosphorbromür bildet sich zuerst und geht später in starres Bromid über. Der Ueberschuſs des Broms kann durch sorgfältige Erwärmung verjagt werden.

Bewegung des Quecksilbers in der Meſsröhre bald so unregelmäſsig, daſs man keine Messung ihrer Spannkraft veranstalten kann; doch liegt diese unter der der Salzsäure. Bei und unter der Temperatur — 124° F. ist sie ein klarer, starrer, krystallinischer Körper. Sie gefriert nicht ehe sie nicht weit unter diese Temperatur erkältet ist, doch einmal gefroren durch das Kohlensäurebad im Vacuo, bleibt sie starr, bis die Temperatur auf — 124° F. gestiegen ist.

Fluorkiesel. — Ich habe gefunden, daſs diese Substanz im Gaszustand mit dem Oel und dem Metall der Pumpen, ohne Schaden für dieselben, in Berührung gebracht werden kann, und zwar hinreichend lange, um den beschriebenen Condensationsprozeſs auszuführen. Die Substanz ward unter einem Druck von etwa 9 Atmosphären bei der niedrigsten Temperatur oder bei — 160° F. flüssig; sie war dann klar, farblos und sehr dünnflüssig, wie heiſser Aether. Sie erstarrte bei keiner Temperatur, welcher ich sie auszusetzen vermochte. Ich konnte sie bis zum andern Tage in der Röhre aufbewahren. Es war etwas durchgesickert (denn sie wirkte zuletzt auf die Schmiere des Hahns), und es fand sich bei gewöhnlichen Temperaturen keine Flüssigkeit in der Röhre. Wenn aber die Bucht der Röhre durch etwas Eis bis 32° F. abgekühlt ward, erschien Flüssigkeit; ein Bad von Salz und Eis bewirkte eine noch reichlichere Condensation. Der Druck schien dann über 30 Atmosphären zu betragen, allein die Bewegung des Quecksilbers in der Meſsröhre war durch die Wirkung des Fluorkiesels gestört und ihre Angaben verdienten kein Zutrauen mehr.

Phosphorwasserstoff. — Dieſs Gas war bereitet durch Kochen von Phosphor mit einer starken und reinen Lösung von Aetzkali; es wurde mehre Tage lang im Dunklen über Wasser stehen gelassen, um jeden etwanigen Gehalt von Phosphordampf abzusetzen. Dann wurde es, abgekühlt in einer Röhre durch ein Kohlen-

säurebad, das selbst wiederum unter der Glocke der Luftpumpe abgekühlt worden, einem hohen Drucke ausgesetzt. Das Gas ging zu den Pumpen durch eine lange, in ein Gemisch von Eis und Salz bei 0° gelegte Spirale von einem dünnen Glasrohre, um das Wasser so viel wie möglich zu entfernen.

Auf diese Weise wurde der Phosphorwasserstoff liquefic irt. Denn es erschien eine klare, farblose und sehr bewegliche (*clear*, *transparent*, *very limpid, colourless*) Flüssigkeit, welche bei keiner Temperatur zum Erstarren gebracht werden konnte, und welche, wenn der Druck entfernt ward, sogleich in Gasform überging. Indeſs war nicht das gesammte Gas zu dieser Flüssigkeit condensirbar. Durch das Pumpen stieg, bei dieser niedrigen Temperatur, der Druck auf 25 Atmosphären, und dennoch blieb, bei derselben Temperatur, unter dem Druck von 2 bis 3 Atmosphären eine Flüssigkeit zurück. Es leidet keinen Zweifel, daſs der Phosphorwasserstoff condensirt ward, aber eben so unzweifelhaft ist, daſs ein anderes, nicht so condensirbares Gas zugegen war, entweder ein anderer Phosphorwasserstoff oder reiner Wasserstoff.

Fluorbor. — Dieſs Gas wurde aus Fluſsspath, geschmolzener Borsäure und concentrirter Schwefelsäure in einem Entwicklungsrohr (*tube generator*), wie schon beschrieben worden, dargestellt, und unter dem erforderlichen Druck (*generating pressure*) in ein Verdichtungsrohr geleitet. Das gewöhnliche Kohlensäurebad verdichtete es nicht, wohl aber ein unter der Luftpumpe abgekühltes; und dann erschien das Fluorbor als eine klare, farblose, sehr bewegliche (*limpid*) Flüssigkeit, die keine Anzeigen von Erstarrung darbot, sondern bei der niedrigsten Temperatur so beweglich wie heiſser Aether war. Bei Fortnahme des Drucks oder Steigerung der Temperatur kehrte es in den Gaszustand zurück.

Folgendes sind einige Druckbestimmungen, alle, die ich mit der Flüssigkeit in meinem Besitz erhalten konnte;

denn da die Flüssigkeit leicht, und das Gas schwer ist, so verschwindet die erstere rasch bei Erzeugung des letzteren. Sie machen keine Ansprüche auf Genauigkeit, und werden bloſs zur Belehrung obenhin gegeben.

— 100° F.	4,61 Atmosph.	— 66° F.	10,00 Atmosph.
— 82 -	7,5 -	— 62 -	11,54 -
— 72 -	9,23 -		

Die vorstehenden Thatsachen der Liquefaction und Solidification von Gasen sind meines Wissens neu. Ich will nun kurz hinzufügen, welche Resultate ich in Bezug auf die Solidification, Druck u. s. w. schon früher condensirter Gase erhalten habe. Was den Druck betrifft, so kommen oft bedeutende Unregelmäſsigkeiten vor, die ich nicht immer auf ihre wahre Ursache zurückzuführen weiſs; manchmal schleicht sich etwas von dem condensirten Gase durch das Quecksilber in die Meſsröhre und vergröſsert das Volumen der eingeschlossenen Luft; und dieser Umstand variirt mit den Substanzen, wahrscheinlich weil das Glas eine Neigung hat, die Condensation der einen mehr als die der andern zu begünstigen (durch eine Art von hygrometrischer Action). Allein selbst wenn das Quecksilber auf seine frühere Stelle in der Meſsröhre zurückkehrt, giebt es Anomalien, die mir anzudeuten scheinen, daſs eine als einzeln angesehene Substanz ein Gemisch von zwei oder mehren seyn möchte. Es ist natürlich wesentlich, daſs die Meſsröhre während der ganzen Dauer der Beobachtungen auf dieselbe Temperatur gehalten werde.

Salzsäure. — Diese Substanz gefror nicht bei der niedrigsten Temperatur, die ich erlangen konnte. Flüssige Salzsäure löst Bitumen; die vom Druck befreite Lösung kocht, giebt salzsaure Dämpfe aus und hinterläſst das Bitumen in einem starren, schaumigen Zustand, wahrscheinlich etwas chemisch verändert. Die Säure erweicht

den Harzkitt der Kappe und verbindet sich mit ihm, läſst ihn aber bei Verringerung des Drucks zurück. Folgendes sind einige Drucke und Temperaturen, welche, wie ich glaube, sich nicht sehr von der Wahrheit entfernen. Die besternten Zahlen sind beobachtete.

Temp.	Atmosph.	Temp.	Atmosph.	Temp.	Atmosph.
*— 100° F.	1,80	*— 53° F.	5,83	*— 5° F.	13,88
*— 92	2,28	— 50	6,30	* 0	15,04
— 90	2,38	*— 42	7,40	+ 10	17,74
*— 83	2,90	— 40	7,68	+ 20	21,09
— 80	3,12	*— 33	8,53	*+ 25	23,08
*— 77	3,37	— 30	9,22	+ 30	25,32
— 70	4,02	*— 22	10,66	*+ 32	26,20
*— 67	4,26	— 20	10,92	+ 40	30,67
— 60	5,08	— 10	12,82		

Das früher [1]) erhaltene Resultat war: 40 Atmosphären bei der Temperatur 50° F.

Schweflige Säure. — Flüssig, löst sie Bitumen. Bei — 105° F. erst erstarrt sie zu einem klaren, farblosen, krystallinischen Körper; wenn sie theilweis gefroren ist, sind die Krystalle gut ausgebildet. Die starre schweflige Säure ist schwerer als die flüssige, denn sie sinkt in ihr unter. Folgende Tafel giebt ihre Drucke in Atmosphären von 30 Zoll Quecksilber. Die besternten Resultate sind aus vielen Beobachtungen abgeleitet, die übrigen sind interpolirt; sie weichen bedeutend von den Bunsen'schen ab [2]), stimmen aber mit meinem ersten und einzigen Resultat.

Temp.	Atmosph.	Temp.	Atmosph.	Temp.	Atmosph.
0° F.	0,725	40° F.	1,78	76°,8 F.	3,50
10	0,92	46,5	2,00	85	4,00
* 14	1,00	* 48	2,06	* 90	4,35
* 19	1,12	* 56	2,42	93	4,50
* 23	1,23	58	2,50	98	5,00
* 26	1,33	* 64	2,76	* 100	5,16
31,5	1,50	68	3,00	104	5,50
* 32	1,53	* 73,5	3,28	110	6,00
* 33	1,57				

1) *Philosoph. Transact.* 1823, *p.* 198.

2) *Bibl. univers.* 1839, *T. XXIII, p.* 185. (Aus d. Ann. Bd. 46, S. 97. *P.*)

Schwefelwasserstoff. — Diese Substanz gesteht bei —122° F., und ist dann eine weiſse, durchscheinende, krystallinische Substanz, die im starren Zustand nicht klar und durchsichtig bleibt wie Wasser, Kohlensäure, salpetrige Säure u. s. w., sondern eine Masse verworrener Krystalle bildet, wie Kochsalz und salpetersaures Ammoniak, wenn sie aus dem geschmolzenen Zustand erstarren. So wie sie bei Temperaturen über —122° F. schmilzt, sinken die starren Theile rasch (*freely*) in den flüssigen unter, als Beweis, daſs sie bedeutend schwerer sind. Bei dieser Temperatur ist der Druck des Dampfs geringer als eine Atmosphäre, wahrscheinlich nicht gröſser als 0,8 Atmosphäre, so daſs die Flüssigkeit, wenn man sie an freier Luft verdampfen lieſse, nicht erstarren würde, wie es die Kohlensäure thut.

Folgende Tafel giebt die Spannung ihrer Dämpfe; die besternten Zahlen sind beobachtet, die übrigen interpolirt. Die aus den Zahlen verschiedener Reihen von Versuchen entspringenden Curven sind fast identisch, weichen aber im Charakter so sehr von denen für Wasser und Kohlensäure ab, daſs ich Zweifel an denselben hege, oder daran, ob alle Portionen der erhaltenen Flüssigkeit identisch waren, ungeachtet die Krystallisation und andere Merkmale zu zeigen schienen, daſs sie rein war.

Temp.	Atmosph.	Temp.	Atmosph.	Temp.	Atmosph.
—100° F.	1,02	—50° F.	2,35	0° F.	6,10
*— 94	1,09	*—45	2,59	+10	7,21
*— 90	1,15	*—40	2,86	+20	8,44
*— 83	1,27	—30	3,49	*+26	9,36
— 80	1,33	*—24	3,95	+30	9,94
*— 74	1,50	*—20	4,24	+40	11,84
— 70	1,59	*—16	4,60	*+48	13,70
*— 68	1,67	—10	5,11	+50	14,14
— 60	1,93	*— 2	5,90	*+52	14,60
*— 58	2,00				

Kohlensäure. — Die Verfestung der Kohlensäure durch Hrn. Thilorier ist eins der schönsten experimentellen Resultate der neueren Zeit. Er erhielt, wie bekannt,

kannt, die Substanz in Form einer weiſsen, wie feiner Schnee lockeren Masse; geschmolzen und abermals im kalten Bade erstarrt, erschien sie als ein klarer, farbloser, krystallinischer Körper, wie Eis, manchmal von solcher Klarheit, daſs das Auge zweifelte, ob Etwas in der Röhre war, wiewohl sich starre Kohlensäure darin befand. Sie schmilzt bei — 70° oder — 72° F., und der starre Theil ist schwerer als der flüssige, der sie umgiebt. Hienach ist die Schnelligkeit leicht begreiflich, mit welcher die flüssige Kohlensäure, beim Entweichen in die freie Luft, die nur den Druck von einer Atmosphäre ausübt, zum Theil gefriert durch das Verdunsten eines anderen Theils.

Thilorier giebt an, — 100° C. oder — 148° F. sey die Temperatur, bei welcher die Kohlensäure erstarre. Dieſs ist aber vielmehr die Temperatur, auf welche die starre Kohlensäure bei fernerer Verdampfung in der Luft herabsinken kann, eine Temperatur, welche zu einem Drucke gehört, der nicht nur geringer als 5,33 Atmosphären ist, sondern gar weit unter Einer Atmosphäre liegt. Diese Erkaltung auf Temperaturen unter dem Siedpunkt tritt oft ein. Ein Bad von Kohlensäure und Aether, der Luft ausgesetzt, kühlt eine Röhre, die verdichtete starre Kohlensäure enthält, so weit ab, daſs der Druck in der Röhre geringer als eine Atmosphäre ist; und doch, wenn dasselbe Bad zugedeckt wird, so daſs es den Druck von einer Atmosphäre Kohlensäuredampf über sich hat, ist die Temperatur eine solche, daſs der Dampf der starren Kohlensäure in der Röhre einen Druck von 2,5 Atmosphären hervorbringt.

Die Schätzungen des Drucks des Kohlensäuredampfs sind sehr widersprechend. So sagt Thilorier, er übe bei — 4° F. einen Druck von 26 Atmosphären aus [1]), während Addams angiebt, es sey zu diesem Druck eine

1) *Ann. de chim. et de phys.* 1835, *T. LX*, *p.* 427, 432. (Ann. Bd. 36, S. 141.)

Temperatur von 30° erforderlich [1]). Addams findet bei 32° F. den Druck etwa zu $27\frac{1}{2}$ Atmosphären, während er nach Thilorier und mir bei derselben Temperatur 36 Atmosphären beträgt [2]). Brunel [3]) schätzt bei 50° den Druck auf 60 Atmosphären, während Addams ihn nur auf 34,67 setzt. Bei 86° findet Thilorier den Druck gleich 73 Atmosphären; bei 4 Grad mehr oder bei 90° setzt Brunel ihn auf 120 Atmosphären, bei 10° mehr oder bei 100° findet Addams ihn geringer als Thilorier bei 86°, nämlich nur 62,32 Atmosphären, und selbst bei 150° ist der Druck nach ihm noch nicht ganz 100 Atmosphären.

Ich bin geneigt zu glauben, daſs bei etwa 90° der Cagniard-de-la-Tour'sche Zustand für die Kohlensäure eintritt. Aus Thilorier's Angaben können wir das specifische Gewicht der Flüssigkeit und das des Dampfes über ihr für die Temperatur 86° F. ableiten, und das erstere ergiebt sich etwas mehr als das Zweifache des letzteren. Einige Grade mehr in der Temperatur würden also beide gleich machen, und Brunel's Resultat scheint anzuzeigen, daſs dieser Zustand eingetreten war, allein dann würde sich Addams Resultat nur durch die Annahme erklären lassen, daſs dabei ein Mangel an Kohlensäure stattfand. Folgendes sind die Drucke, die ich neuerlich beobachtet habe.

Temp.	Atmosph.	Temp.	Atmosph.	Temp.	Atmosph.
*—111° F.	1,14	—60° F.	6,97	*— 4° F.	21,48
—110	1,17	*—56	7,70	0	22,84
*—107	1,36	—50	8,88	*+ 5	24,75
—100	1,85	—40	11,07	*+10	26,82
*— 95	2,28	*—34	12,50	*+15	29,09
— 90	2,77	—30	13,54	+20	30,65
*— 83	3,60	*—23	15,45	*+23	33,15
— 80	3,93	—20	16,30	+30	37,19
*— 75	4,60	*—15	17,80	*+32	38,50
— 70	5,33	—10	19,38		

1) *Report of British Association* 1838, *p.* 70.

2) *Philosoph. Transact.* 1823, *p.* 193.

3) *Royal Institution Journal T. XXI*, *p.* 132.

Die Kohlensäure ist ein merkwürdiger Körper wegen der hohen Spannung des Dampfes, den sie im starren oder eisigen Zustand ausgiebt. Es giebt keine Substanz, die ihr in dieser Hinsicht auch nur entfernt gleich kommt, und sie stellt von allem, was sonst die natürliche Ordnung der Dinge ist, das Gegentheil auf. Wenn so z. B., wie beim Wasser, Aether, Quecksilber und vielen anderen Flüssigkeiten, diejenige Temperatur, bei welcher die Kohlensäure einen Dampf von der Spannung gleich einer Atmosphäre ausgiebt, ihr Siedpunkt genannt wird, oder wenn (um ein wirkliches Sieden hervorzubringen) die Kohlensäure unter die Oberfläche von Alkohol und Aether versetzt wird, so wird man wahrnehmen, daſs sich Gefrier- und Siedpunkt umgekehrt haben, d. h. daſs der Gefrierpunkt der wärmere und der Siedpunkt der kältere von beiden ist, indem der letztere etwa 50° unter dem ersteren liegt.

Euchlorin. — Diese Substanz lieſs sich leicht aus dem Gaszustande in einen starren krystallinischen Körper verwandeln, welcher bei einer geringen Erhöhung der Temperatur zu einer orangerothen Flüssigkeit schmolz, und bei Verminderung der Temperatur wieder gefror. Das starre Euchlorin besitzt die Farbe und das allgemeine Ansehen von doppelt-chromsaurem Kali; es ist mäſsig hart, spröde und durchscheinend, und die Krystalle sind vollkommen klar. Es schmilzt bei der Temperatur —75° F., und der starre Theil ist schwerer als der flüssige.

Im starren Zustande giebt es so wenig Dampf aus, daſs wenn man in eine vier Zoll lange Röhre hinabsieht, auf deren Boden die Substanz liegt, man durch keine Färbung der Luft über ihr das Daseyn desselben gewahrt. Der Druck des Dampfs muſs also bei dieser Temperatur sehr gering seyn.

Einige Stunden hernach wünschte ich eine flüssige Portion Euchlorin in den starren Zustand zu versetzen; ich brachte sie also in ein Bad von —110° F., aber

ohne Erfolg, ich mochte sie lange darin lassen, oder sie in der Röhre erschüttern, oder die Röhre öffnen, damit der volle Luftdruck hinzutrete; als ich aber die Flüssigkeit mit einem Platindraht berührte, erstarrte sie sogleich und zeigte alle vorhin beschriebenen Eigenschaften. Es giebt viele ähnliche Fälle unter den gewöhnlicheren Substanzen, allein der eben beschriebene läſst mich Anstand nehmen zu schlieſsen, daſs alle bis jetzt noch nicht bei —166° F. erstarrten Flüssigkeiten, den starren Zustand nicht bei dieser Temperatur annehmen können.

Stickstoffoxydul. — Dasselbe wurde bei der Temperatur des Kohlensäurebades im Vacuo *starr* erhalten, als ein schöner, klarer, farbloser, krystallinischer Körper. Die hiezu erforderliche Temperatur muſs sehr nahe die niedrigste gewesen seyn, vielleicht etwa —150° F. Der Druck des vom starren Stickstoffoxydul aufsteigenden Dampfs war geringer als der einer Atmosphäre.

Hieraus war zu schlieſsen, daſs flüssiges Stickstoffoxydul nicht durch eigene Verdampfung bei Einer Atmosphäre gefrieren könne, wie es Kohlensäure thut; und dieſs bestätigte sich auch, denn als eine viel Flüssigkeit enthaltende Röhre geöffnet ward, so daſs sie bis herab zum Druck von Einer Atmosphäre verdampfen konnte, kam die Flüssigkeit in's Sieden und erkaltete sich, blieb aber flüssig. Die durch die Verdampfung erzeugte Kälte war sehr groſs; denn als der Theil der Röhre, welcher die Flüssigkeit enthielt, in ein kaltes Bad von Kohlensäure getaucht ward, wirkte dieses wie ein heiſses *Bad*, und versetzte sie sogleich in rasches Sieden.

Ich verwahrte diese Flüssigkeit wochenlang in einer durch Hähne und aufgekittete Kappen verschlossene Röhre, ohne daſs das Bitumen der Skale oder der Kitt der Kappen irgend einen Angriff erlitten hätten.

Hienach ist es wahrscheinlich, daſs diese Substanz in gewissen Fällen statt der Kohlensäure gebraucht werden könne, um noch weit höhere Grade von Kälte zu er-

zeugen, als es letztere vermag. Bis zu einer gewissen Temperatur herab, bis zu der ihrer Erstarrung, würde sie nicht einmal Aether erfordern, um besseren Contact zu geben, und unterhalb dieser Temperatur könnte sie leicht, mit Aether gemischt, angewandt werden. Ihr Dampf würde die Luftpumpe nicht angreifen, und ohne Zweifel würde sie im Vacuo eine Temperatur annehmen, die niedriger ist, als die irgend einer bisjetzt bekannten Substanz, vielleicht so tief unter der des Kohlensäurebades im Vacuo liegt, als diese unter der desselben Bades in Luft.

Was den Druck des Dampfes betrifft, so gab diese Substanz, wie das ölbildende Gas, zu verschiedenen Zeiten sehr unsichere Resultate, Resultate, welche sich nur durch die Annahme erklären lassen, daſs zwei verschiedene, mit einander mischbare Körper von ungleicher Dampfspannung vorhanden waren. Vier verschiedene Portionen gaben bei derselben Temperatur, nämlich bei — 106° F., die stark abweichenden Drucke 1,66, 4,4, 5,0 und 6,3 Atmosphären, und zwar, nachdem man die nach der Condensation in den Röhren zurückgebliebene elastische Atmosphäre hatte entweichen lassen, und durch eine Portion der respectiven Flüssigkeit, die sogleich verdampfte, ersetzt hatte. Die folgende Tafel enthält sichere Resultate, erhalten mit einer Portion Flüssigkeit, die bei — 106° F. einen Druck von 6 Atmosphären ausübte.

Temp.	Atmosph.	Atmosph.	Temp.	Atmosph.	Atmosph.
—40° F.	10,20		0° F.	19,05	24,40
—35	10,95		+ 5	20,70	26,08
—30	11,80		+10	22,50	27,84
—25	12,75		+15	24,45	29,68
—20	13,80		+20	26,55	31,62
—15	14,95		+25	28,85	33,66
—10	16,20		+30		35,82
— 5	17,55		+35		38,10

Die 2te und 5te Spalte geben den Druck der Flüssigkeit bei Versetzung derselben aus niederen Tempera-

turen in höhere. Die 6te Spalte zeigt den Druck, den dieselbe Flüssigkeit am nächsten Tage gab, nachdem sie die Temperatur der Atmosphäre erreicht und einige Stunden in derselben verweilt hatte. Zwischen beiden Reihen herrscht ein Unterschied von 4 bis 5 Atmosphären, zum Beweise, daſs im ersten Falle die vorausgegangene niedere Temperatur die Lösung eines flüchtigeren Theils in dem weniger flüchtigen und flüssigen veranlaſst hatte, und daſs dieser bei der höheren Temperatur während der Nacht allmälig wieder in Dampf verwandelt worden war. Dieſs Resultat wurde mit einer und derselben Flüssigkeit mehrmals erhalten [1]).

Cyan. — Diese Flüssigkeit erstarrt, wie schon Bunsen angegeben [2]), zu einem durchscheinenden krystallinischen Körper, welcher, wenn die Temperatur auf —30° F. steigt, flüssig wird. Das Starre scheint ein beinahe gleiches specifisches Gewicht zu besitzen, als das Flüssige, ist aber doch vielleicht etwas dichter.

Die theils starre, theils flüssige Substanz liefert einen Dampf, dessen Druck wohl etwas geringer als der einer Atmosphäre ist. Damit stimmt überein, daſs wenn die Flüssigkeit der Luft ausgesetzt wird, sie nicht von selbst gefriert, wie die Kohlensäure.

Die Flüssigkeit hat eine Neigung überzudestilliren, und den Kitt der Kappe, so wie das Harz der Meſsröhre anzugreifen, doch nur schwach. Wenn Cyan in einem hermetisch verschlossenen Glasrohr aus Quecksilbercyanid bereitet wird, destillirt es zurück und verdichtet sich in dem paracyanischen Rückstand der Destillation; allein die

1) Diese Substanz ist eine von denen, die ich 1823 liquefícirte (*Phil. Transact.*). Seit ich Obiges geschrieben, hat Hr. Natterer sie durch bloſse Anwendung von Pumpen in bedeutenden Mengen in den flüssigen Zustand versetzt (*Compt. rend.* 1844, *T. XX*, *p.* 1111. — Dies. Ann. Bd. 62, S. 132.). Die Nicht-Gestarrung derselben beim Aussetzen an die Luft stimmt mit meinen Resultaten vollkommen.

2) *Bibl. univ.* 1839, *T. XXIII*, *p.* 184. (Aus dies. Ann. Bd. 46, S. 97.)

Spannung des Dampſs bei gewöhnlichen Temperaturen ist noch eben, oder sehr nahe so groſs, wie wenn das Cyan getrennt im klaren, flüssigen Zustande befindlich wäre.

Eine gemessene Portion der Flüssigkeit lieſs man sich in Gas verwandeln. Ein Volum der Flüssigkeit bei 63° F. gab hiebei 393,9 Vol. Gas bei derselben Temperatur und bei 30,2 Zoll Barometerstand. Angenommen 100 Kubikzoll des Gases wiegen 55,5 Gran, würde 1 Kubikzoll der Flüssigkeit 218,6 Gran wiegen. Hienach ist ihr specifisches Gewicht =0,866. Als ich sie zuerst condensirte, schätzte ich es auf 0,9.

Das Cyan lieferte bei verschiedenen Gelegenheiten, obwohl es immer ganz rein zu seyn schien, sehr abweichende Dampfspannungen. In folgende Zahlen, von denen die besternten beobachtete sind, setze ich einiges Zutrauen. Der Druck der Atmosphäre ist gleich 30 Zoll Quecksilber [1]).

Temp.	Atmosph.	Temp.	Atmosph.	Temp.	Atmosph.
0° F.	1,25	*38°,5 F.	2,72	77° F.	5,00
8 ,5	1,5	*44 ,5	3,00	* 79	5,16
*10	1,53	*48	3,17	83	5,50
15	1,72	*50	3,28	88 ,3	6,00
*20	1,89	*52	3,36	* 93 ,5	6,50
22 ,8	2,00	54 ,3	3,50	* 95	6,64
*27	2,20	*63	4,00	98 ,4	7,00
*32	2,37	*70	4,50	*103	7,50
34 ,5	2,50	*74	4,79		

Ammoniak. — Dieser Körper läſst sich erhalten als eine *starre,* weiſse, durchscheinende krystallinische Substanz, die bei —103° F. schmilzt, bei welchem Punkt der starre Theil schwerer ist, als der flüssige. In diesem Zustande muſs die Spannung seines Dampſs sehr gering seyn.

Flüssiges Ammoniak von 60° F. lieſs man bei derselben Temperatur sich in Gas verwandeln. Ein Vol. der Flüssigkeit gab 1009,8 Vol. Gas bei 30,2 Zoll Baro-

1) Bunsen, *Ibid. p.* 185. (Aus dies. Ann. Bd. 46, S. 97.)

meterstand. Angenommen 100 Kubikzoll Ammoniakgas wiegen 18,28 Gran, so wird das Gewicht eines Kubikzolls der Flüssigkeit bei 60° gleich 184,6 Gran seyn. Hienach ist ihr specifisches Gewicht bei dieser Temperatur =0,731; bei älteren Versuchen fand ich es durch ein anderes Verfahren =0,76 bei 50° F.

Folgende Tafel giebt die Spannung des Ammoniakdampfs. Die besternten Resultate sind beobachtet.

Temp.	Atmosph.	Temp.	Atmosph.	Temp.	Atmosph.
* 0° F.	2,48	*41° F.	5,10	*61°,3 F.	7,00
0 ,5	2,50	*44	5,36	*65 ,6	7,50
* 9 ,3	3,00	*45	5,45	*67	7,63
*18	3,50	45 ,8	5,50	69 ,4	8,00
*21	3,72	*49	5,83	73	8,50
25 ,8	4,00	*51 ,4	6,00	76 ,8	9,00
*26	4,04	*52	6,10	80	9,50
*32	4,44	*55	6,38	*83	10,00
*33	4,50	*56 ,5	6,50	85	10,30
39 ,5	5,00	*60	6,90		

Arsenwasserstoff. — Dieser von Dumas und Soubeiran liqueficirte Körper erstarrte nicht bei der niedrigsten Temperatur, welcher ich ihn aussetzen konnte, d. h. bei —166° F. In folgender Tafel der Dampfspannung sind die besternten Resultate beobachtet, die übrigen interpolirt.

Temp.	Atmosph.	Temp.	Atmosph.	Temp.	Atmosph.
*—75° F.	0,94	—30° F.	2,84	*+10° F.	6,24
—70	1,08	*—23	3,32	*+20	7,39
*—64	1,26	—20	3,51	+30	8,66
—60	1,40	—10	4,30	*+32	8,95
*—52	1,73	*— 5	4,74	*+40	10,05
—50	1,80	* 0	5,21	*+50	11,56
—40	2,28	*+ 3	5,56	*+60	13,19
*—36	2,50				

Folgende Körper erstarren nicht bei der sehr niedrigen Temperatur des Kohlensäurebades im Vacuo, d. h. bei —166° F.: *Chlor, Aether, Alkohol, Schwefelalkohol, Kautschin, Kamphine* oder *rectificirtes Terpenthinöl.*

Alkohol, Kautschin und Kamphin verlieren an Dünnflüssigkeit und verdicken sich etwas bei —106° F., und noch mehr bei —166° F. Der Alkohol flieſst dann wie ein Oel.

Trockne, gelbe, flüssige, salpetrige Säure, abgekühlt bis 0° F., verliert den gröſsten Theil ihrer Farbe, und erstarrt dann zu einer weiſsen, spröden, krystallinischen und etwas durchscheinenden Substanz, die etwas über 0° F. schmilzt. Die grüne und wahrscheinlich wasserhaltige Säure erfordert zu ihrer Erstarrung eine viel niedrigere Temperatur und gesteht zu einem blaſsblauen Körper. Offenbar besteht er aus zwei Substanzen, der trocknen Säure, die zuerst gefriert, und dem Hydrat, welches zu seiner Erstarrung wenigstens —30° F. erfordert.

Folgende Gase zeigen bei Erkaltung durch das Kohlensäurebad im Vacuo, selbst unter den angegebenen Drukken, keine Merkmale von Erstarrung:

Wasserstoff	bei	27 Atm.
Sauerstoff	-	27
Stickstoff	-	50
Stickstoffoxyd	-	50
Kohlenoxyd	-	40
Steinkohlengas (Coalgas) . .	-	32

Die Verschiedenheit in der Leichtigkeit des Durchsickerns war ein Grund der Verschiedenheit des angewandten Drucks. Ich fand es deshalb unmöglich, beim Wasserstoff den Druck über 27 Atmosphären zu steigern, obwohl derselbe Apparat dicht genug war, Stickstoff bis zum doppelten dieses Druckes einzuschlieſsen.

Hr. Cagniard de la Tour hat gezeigt, daſs eine Flüssigkeit bei gewisser Temperatur und gewissem Druck ein klarer Dampf oder ein klares Gas wird von gleichem Volum mit der Flüssigkeit. Bei dieser oder einer etwas höheren Temperatur wird wahrscheinlich kein Anwuchs von Druck, vielleicht mit Ausnahme eines ungemein groſsen, das Gas in eine Flüssigkeit verwandeln. Nun liegt

die Temperatur — 166° F., so niedrig sie auch ist, wahrscheinlich für Wasserstoff, vielleicht auch für Sauerstoff und Stickstoff, *über* diesem Punkt, und dann ist von keinem Druck, ohne Mithülfe eines weit höheren Grades von Kälte, als wir bisher anwandten, zu erwarten, daſs er sie des gasigen Zustandes beraube. Da ferner der Aether diesen Zustand annimmt, ehe der Dampf einen Druck von 38 Atmosphären erlangt hat, so ist es mehr als wahrscheinlich, daſs Gase, welche bei —166° F. einem Druck von 27 bis 50 Atmosphären widerstehen, niemals bei gewöhnlichen Temperaturen in den flüssigen Zustand versetzt werden können. Sie werden wahrscheinlich in den Zustand eines sehr verdichteten Gases übergeführt, aber nicht flüssig.

Einige sehr interessante Versuche über die Zusammendrückung der Gase, bei welchen Sauerstoff, ölbildendes Gas, Stickstoffoxyd, Kohlenoxyd, Fluorkiesel, Wasserstoff und Stickstoff unter Drucke versetzt wurden, die bei den beiden letzten bis auf 220 Atmosphären stiegen, sind von Hrn. G. Aimé angestellt worden [1]); es geschah dieses aber in Meerestiefen, wo das Resultat des Drucks nicht untersucht werden konnte. Mehre der Gase wurden in stärkerem Verhältniſs als das der auf ihn lastenden Drucke zusammengedrückt; allein sowohl Cagniard de la Tour als Thilorier hat gezeigt, daſs dieſs oft mit Beibehaltung des Gaszustandes der Fall ist. Es ist möglich, daſs ölbildendes Gas und Fluorkiesel in der Tiefe liqueficirt wurden, allein erst bei meinen Versuchen sind sie im flüssigen Zustande gesehen worden, und zwar nicht bei Temperaturen über 40° F. Die Resultate mit Sauerstoff sind so unstät und widersprechend, daſs dadurch die bei anderen Gasen durch dasselbe Verfahren erhaltenen zweifelhaft werden.

Obwohl ich Sauerstoff, Wasserstoff und Stickstoff

1) *Ann. de chim. et de phys.* 1843, *T. VIII, p.* 275. (Siehe den folgenden Aufſatz.)

bis jetzt nicht zu liqueficiren vermochte, wie ich es mir anfangs vorgesetzt hatte, so habe ich doch die Liste der liqueficirbaren Substanzen um sechs für gewöhnlich gasförmige vermehrt, und sieben derselben, mit Einschluſs des Ammoniaks, Stickstoffoxyduls und Schwefelwasserstoffs, in den starren Zustand versetzt. Die für die Dampfspannung gegebenen Zahlen können (wegen Schwierigkeit des Gebrauchs der Thermometer und des Apparats überhaupt) nicht als genau betrachtet werden; allein ich hoffe, sie werden beitragen, ein allgemeines Gesetz über die Verdampfung aller Körper aufzustellen und den physischen Zustand der gasigen Körper, wie sie sich uns unter gewöhnlichen Umständen des Drucks und der Temperatur darbieten, näher kennen zu lernen.

Royal Institution 1844, Nov. 15.

II. *Zusätzliche Bemerkungen über die Condensation der Gase; von M. Faraday.*

(Ein Nachtrag zu der vorhergehenden Abhandlung.)

Stickstoffoxydul. — Da ich bei den früheren Versuchen die Gegenwart von Stickstoff im Stickstoffoxydul, und besonders die von salzsaurem Ammoniak in dem salpetersauren argwöhnte, so bereitete ich das letztere Salz im Zustande der Reinheit aus Salpetersäure und kohlensaurem Ammoniak, das zuvor durch salpetersaures Silberoxyd als frei von Salzsäure befunden worden. Nachdem das aus diesem Salz bereitete Stickstoffoxydul einige Tage lang in wohlverschlossenen Flaschen mit ein wenig Wasser in Berührung gestanden, condensirte ich es in der schon beschriebenen Weise, und lieſs hierauf die Hälfte der condensirten Flüssigkeit wieder als Gas entweichen, damit möglichst viel von der weniger condensirbaren Por-

tion davongehen möchte. Auf diese Weise lieſs ich 20 bis 30 Mal so viel Gas, als die Gefäſse füllen würde, entweichen. Alsdann wurde die folgende Reihe von Drucken erhalten.

Temp.	Atmosph.	Temp.	Atmosph.	Temp.	Atmosph.
—125° F.	1,00	—70° F.	4,11	—15° F.	14,69
—120	1,10	—65	4,70	—10	16,15
—115	1,22	—60	5,36	— 5	17,70
—110	1,37	—55	6,09	0	19,34
—105	1,55	—50	6,89	+ 5	21,07
—100	1,77	—45	7,76	+10	22,89
— 95	2,03	—40	8,71	+15	24,80
— 90	2,34	—35	9,74	+20	26,80
— 85	2,70	—30	10,85	+25	28,90
— 80	3,11	—25	12,04	+30	31,10
— 75	3,58	—20	13,32	+35	33,40

Diese Zahlen können sämmtlich als Resultate der Versuche betrachtet werden. Wo die Temperaturen nicht die wirklich beobachteten waren, lagen sie doch meistens innerhalb eines Grades neben ihnen, und waren proportional den wirklich beobachteten Effecten. Die Abweichung der wirklichen Beobachtungen von den gegebenen Zahlen ist sehr klein. Ich halte diese Tafel für zuverlässiger als die frühere, und doch ist augenfällig, daſs die Curve nicht einer reinen, einzigen Substanz entspricht, denn die Drucke bei den niedrigeren Temperaturen (*lowest temperature*) sind zu hoch. Ich glaube, daſs zwei Substanzen vorhanden waren, und daſs die flüchtigere, wie zuvorgesagt, condensirbar ist in der Flüssigkeit der weniger flüchtigen; doch glaube ich auch, daſs bei diesen Versuchen ein weit geringerer Antheil der flüchtigeren (Stickstoff oder was es sonst sey) zugegen war, als bei den früheren.

Oelbildendes Gas. — Das bei dem früheren Versuch verdichtete ölbildende Gas war auf gewöhnliche Weise mittelst vortrefflichen Alkohols und Schwefelsäure dargestellt, dann gewaschen durch Schütteln mit seinem halben Volum an Wasser, und endlich drei Tage über

einem dicken Gemische von Kalk und Wasser unter bisweiligem Umschütteln stehen gelassen. Auf diese Weise wurde alle schweflige und Kohlensäure entfernt, auch, wie ich glaube, aller Aether bis auf so kleine Antheile, daſs sie meine Versuche nicht beeinträchtigen konnten. In Bezug auf den Aether habe ich seitdem gefunden, daſs der Proceſs genügend ist; denn wenn ich absichtlich so viel Aetherdampf zu Luft setzte, daſs diese ihr Volum um ein Drittel vergröſserte, wurde er durch eine ähnliche Behandlung so entfernt, daſs das ursprüngliche Volum der Luft zurückblieb. Die Luft hatte noch einen geringen Geruch nach Aether, aber keinen so starken als durch Zusatz von 1 Vol. Aetherdampf zu 1200 bis 1500 Vol. Luft erzeugt ward. Ich finde, daſs wenn die Luft durch Zusatz von Aetherdampf um $\frac{1}{4}$ oder $\frac{1}{3}$ ihres Volums ausgedehnt ist, dann erstlich mit etwa $\frac{1}{10}$ ihres Volums an Wasser, darauf mit derselben Menge und zuletzt mit einem dem seinigen gleichem Volum Wasser gewaschen wird, der Aether in dem Maaſse entfernt ist, daſs die Luft, wiewohl sie noch ein wenig riecht, doch ihr ursprüngliches Volum einnimmt.

Wie schon erwähnt schienen die erhaltenen Spannungen das Daseyn anderer und flüchtigerer Kohlenwasserstoffe als das ölbildende Gas sowohl in diesem Gase als in der daraus durch Condensation entstehenden Flüssigkeit anzuzeigen. Bei fernerem Suchen nach diesen entdeckte ich eine Eigenschaft des ölbildenden Gases, die meines Wissens neu ist (da ich sie nicht in Lehrbüchern angegeben finde), nämlich die Leichtlöslichkeit desselben in starkem Alkohol, in Aether, Terpenthinöl und ähnlichen Flüssigkeiten [1]). Bei gewöhnlicher Temperatur und gewöhnlichem Druck nimmt der Alkohol,

1) Wasser löst, wie Berzelius und Andere angeben, etwa ein Achtel seines Volums an ölbildendem Gas; allein ich finde, daſs es einen unlöslichen Rückstand hinterläſst, der wie leichter Kohlenwasserstoff brennt.

durch Schütteln, zwei Volume dieses Gases auf, der Aether eben so viel, das Terpenthinöl drittehalb Volume, und das Olivenöl ein Volum. Wenn man folglich ein Gefäſs voll ölbildendem Gas mit einer dieser Flüssigkeiten absperrt und schüttelt, findet eine rasche Absorption statt.

Auf diese Weise untersucht, habe ich kein ölbildendes Gas gefunden, welches vollständig absorbirt worden wäre; es blieb immer ein Rückstand, welcher mir, obwohl ich noch nicht Zeit hatte ihn genau zu untersuchen, leichter Kohlenwasserstoff zu seyn schien; und ohne Zweifel war es hauptsächlich diese Substanz, welche meine früheren Resultate beeinträchtigte. Diese Substanz scheint in jeder Stufe der Bereitung des ölbildenden Gases erzeugt zu werden. Als ich bei einem Darstellungsproceſs in gleichen Zeitabständen sechs verschiedene Gasportionen auffing, sie auf beschriebene Weise von schwefliger Säure, Kohlensäure und Aether befreite, und nun mit Terpenthinöl schüttelte, hinterlieſsen sie 10,5; 10; 10,1; 13,1; 28,3 und 61,8 Procent an unlöslichem Gas. Ob in einem dieser Rückstände Kohlenoxydgas zugegen war, kann ich für jetzt nicht sagen.

Was den gelösten Theil betrifft, so wünsche ich mich gegen die Annahme zu verwahren, als sey derselbe eine einzige Substanz, vielmehr läſst das Gegentheil wenig Zweifel zu. Denn während ein Volum Terpenthinöl von 20 Vol. eines von Aether und den Säuren befreiten ölbildenden Gases 2,5 Vol. absorbirt, löst dasselbe Vol. frischen Terpenthinöls von dem Gase, welches zurückbleibt, wenn die Hälfte durch Lösung entfernt worden ist, nur 1,54 Vol., und doch war ein groſser Ueberschuſs an Gas vorhanden, der sich in frischem Terpenthinöl in diesem letzteren Verhältniſs löste. Ein Volum Kamphin löst also zuerst 2,50, allein wenn die reichere lösliche (*richer*) Portion des Gases entfernt worden, nur 1,54, und, wenn noch mehr Gas durch Lösung fortgenommen, sogar nur 1 Volum. Dieſs läſst sich nur durch das Da-

seyn verschiedener Verbindungen in dem löslichen Theil des Gases erklären.

Eine Portion guten ölbildenden Gases, welche in verschlossenen Gefäſsen mit einem gleichen Volum Wasser geschüttelt worden und dann drei Tage über Kalk und Wasser gestanden hatte, wurde wie zuvor verdichtet. Als sich viel Flüssigkeit verdichtet hatte, lieſs ich eine bedeutende Portion entweichen, um die unverdichtete Atmosphäre und die verdichtbareren Dämpfe auszutreiben, und dann wurden die folgenden Drucke beobachtet.

Temp.	Atmosph.	Temp.	Atmosph.	Temp.	Atmosph.
—105° F.	4,60	—65° F.	8,30	—30° F.	16,22
—100	4,82	—60	9,14	—25	17,75
— 95	5,10	—55	10,07	—20	19,38
— 90	5,44	—50	11,10	—15	21,11
— 85	5,84	—45	12,23	—10	22,94
— 80	6,32	—40	13,46	— 5	24,87
— 75	6,89	—35	14,79	0	26,90
— 70	7,55				

Bei Untersuchung der durch diese Drucke gelieferten Curve ist sehr sichtlich, daſs, wie bei den früheren Versuchen, die Drucke bei den niedrigen Temperaturen zu groſs sind, um die verdichtete Flüssigkeit als einen einzigen Körper betrachten zu können; und die Form der Curve bei den höheren Drucken zeigt zur Genüge, daſs sowohl in dieser Flüssigkeit als in der früheren kein Aether vorhanden war. Als man die Flüssigkeit in der Röhre sich in Gas verwandeln lieſs, und 100 Theile dieses Gases mit Terpenthinöl behandelte, wurden 89 Theile gelöst und 11 blieben zurück. Ohne Zweifel war die Gegenwart dieser letzteren Substanz, die unter Druck löslich ist in den verdichtbareren Portionen, die Ursache der Unregelmäſsigkeit der Curve und des zu hohen Drucks bei den niedrigen Temperaturen.

Als die ätherische Lösung des ölbildenden Gases mit dem 8- oder 9fachen Vol. Wasser gemischt wurde, löste sie sich, und es erschienen allmälig kleine Gasblasen, de-

ren Aussonderung durch schwache Erwärmung beschleunigt wurde. Auf diese Weise wurde die Hälfte des gelösten Gases wieder erhalten; es brannte wie sehr reiches ölbildendes Gas. Ein Volum der alkoholischen Lösung, mit 2 Volumen Wasser gemischt, lieſs wenig von ausgesondertem Gase erblicken. Selbst Erwärmung bewirkte zuerst keine Aussonderung, aber allmälig wurde die Hälfte des gelösten ölbildenden Gases in Freiheit gesetzt.

Die Aussonderung des ölbildenden Gases aus seinen Lösungen durch Wasser, Wärme oder Aenderung des Drucks liefert offenbar ein Mittel dasselbe in gröſserer Reinheit zu erhalten, als bisher. Die Fähigkeit zur Bildung solcher Lösungen wird auch für die richtige Analyse von Kohlenwasserstoffen eine groſse Stütze seyn. Ich finde den leichten Kohlenwasserstoff kaum merkbar löslich in Alkohol und Aether; und der in Terpenthinöl lösliche Theil beträgt wahrscheinlich nicht $\frac{1}{15}$ des Volums vom Lösemittel. Die weitere Verfolgung dieses Punkts muſs ich für jetzt unterlassen.

Kohlensäure. — Die Flüssigkeit kann, wie beschrieben, in Glasröhren, die mit aufgekitteten Kappen versehen und durch Stöpsel oder Hähne verschlossen sind, aufbewahrt werden; allein es ist wichtig zu bemerken, daſs sie bei fortgesetzter Einwirkung auf den Kitt, diesen zuletzt so erweicht, daſs er seine Haltbarkeit verliert. Eine solchergestalt am 10. Januar vorgerichtete Röhre platzte am 15. Februar, nicht durch einen Riſs des Glases, denn dieses blieb unverletzt, sondern bloſs dadurch, daſs die Kappe durch Nachgeben des Kittes absprang. Der Kitt darf also nicht zu langen Versuchen angewandt werden, sondern nur zu solchen, die einige Tage dauern.

Sauerstoff. — Gepülvertes Manganhyperoxyd, das eine halbe Stunde lang der Rothgluth ausgesetzt worden, wurde noch heiſs mit geschmolzenem und gepülvertem chlorsauren Kali gemengt, das Gemenge in eine lange

star-

starke Entwicklungsröhre mit Kappe gebracht, und an diese eine andere mit einem Druckmesser angesetzt. Durch vorsichtige Erwärmung mit einer Weingeistlampe ward Sauerstoff ohne Anzeige von Wasser entwickelt und die Röhren ertrugen, heiſs und kalt, den erzeugten Druck. Auf diese Weise wurde der Druck des Sauerstoffs in dem Apparat bis zu 58,5 Atmosphären gesteigert, und zugleich die Temperatur an dem Verdichtungsort auf — 140° F. erniedrigt; allein es trat keine Liquefaction ein. Etwas oberhalb dieses Drucks begann der Kitt undicht zu werden, und ich konnte die Beobachtung mit diesem Apparat nicht weiter fortsetzen.

Aus den früheren spärlichen und unvollkommenen Angaben über die Elasticität des Dampfes condensirter Gase ist Dove zu der Vermuthung veranlaſst worden [1]), ob es nicht zuletzt scheinen möchte, daſs bei allen Gasen und Dämpfen, die mit ihrer Flüssigkeit in Berührung stehen, ein gleicher Wärmezusatz (ausgedrückt in Thermometergraden) einen gleichen Anwuchs in ihrer Elasticität hervorbringe, sobald die Beobachtung bei allen mit demselben Drucke beginne. Um den Druckunterschied von 44 und 50 Atmosphären zu erhalten, würden, sowohl beim Wasserdampf als beim Stickstoffoxydul, nahe dieselbe Zahl von Wärmegraden erforderlich seyn; ebenso wäre beim Wasserdampf und Chlorwasserstoff dieselbe Anzahl zu einem Druckunterschied von 20 und 25 Atmosphären erforderlich. Ein solches Gesetz würde natürlich das Verhältniſs des Anwuchses der Spannkraft für alle Körper gleichmachen und die Curve für den Wasserdampf wäre auf jeden anderen Dampf anwendbar.

Dieſs scheint jedoch nicht der Fall zu seyn. Daſs die Dampfkraft, für gleiche Wärmeanwüchse in einem geometrischen Verhältnisse zunimmt, ist richtig für alle

1) Poggendorff's Annal. Bd. 23, S. 290, oder Thomson *on Heat and Electricity*, p. 9.

Körper; aber das Verhältniſs ist nicht dasselbe für alle. So weit Beobachtungen an Wasser, schwefliger Säure, Cyan, Ammoniak, Arsenwasserstoff, Schwefelwasserstoff, Salzsäure, Kohlensäure, ölbildendem Gase u. s. w. meinen Schluſs hinsichtlich eines allgemeinen Gesetzes rechtfertigen, scheint es, daſs, je flüchtiger ein Körper ist, desto rascher die Spannkraft seines Dampfs durch einen fernern Wärmezusatz wächst, wenn für alle bei einem gegebenen Druck angefangen wird. So ist zu einem Druckanwuchs von 2 zu 6 Atmosphären folgender Wärmezusatz erforderlich, für Wasser 69° F., schweflige Säure 63°, Cyan 64°,5, Ammoniak 60°, Arsenwasserstoff 54°, Schwefelwasserstoff 56°,5, Salzsäure 43°, Kohlensäure 32°,5, Stickstoffoxydul 30°.

Einige dieser Zahlen sind zwar nicht in genauer Ordnung, und in andern Fällen, wie beim ölbildenden Gase und dem Stickstoffoxydul, kreuzen sich die Curven bisweilen, allein diese Umstände erklären sich leicht durch die bereits angegebenen Thatsachen der unregelmäſsigen Zusammensetzung und durch die unvermeidlichen Fehler der ersten Resultate. Es scheint aller Grund zu der Erwartung vorhanden zu seyn, daſs die Zunahme der Elasticität sich direct verhalte wie die Flüchtigkeit der Substanz, und daſs durch fernere genaue Beobachtungen der Kraft ein Gesetz gefunden werde, durch welches und nur eine einzige Beobachtung der Spannkraft für jeden mit seiner Flüssigkeit in Berührung stehenden Dampf die Elasticität desselben bei irgend einer anderen Temperatur erhalten werden kann.

Ob dasselbe Gesetz noch gültig sey, wenn die Körper sich dem Cagniard-de-la-Tour'schen Zustande nähern, ist zweifelhaft. Dieser Zustand stellt sich, in Bezug auf den erforderlichen Druck, desto eher ein, je leichter und ausdehnbarer durch die Wärme die Flüssigkeit und desto schwerer ihr Dampf ist. Allein wiewohl beim Vergleiche von Aether, Alkohol und Wasser, die

flüchtigste Substanz diesen Zustand beim niedrigsten Druck annimmt, so folgt doch nicht, daſs dieſs immer der Fall seyn werde. Und in der That wissen wir, daſs der Aether diesen Zustand bei einem Drucke zwischen 37 und 38 Atmosphären annimmt, wogegen Salzsäure, Stickstoffoxydul, Kohlensäure und ölbildendes Gas, welche weit flüchtiger sind, einen höheren Druck ertragen, ohne in diesen eigenthümlichen Zustand zu gerathen, vielmehr noch eine bedeutende Verschiedenheit zwischen ihren Dämpfen und Flüssigkeiten darbieten. Ob nun die Curve, welche die Spannkraft des Dampfes einer gegebenen Flüssigkeit für steigende Temperaturen ausdrückt, noch fortfährt sie ungestört auszudrücken, nachdem die Flüssigkeit den Cagniard-de-la-Tour'schen Punkt erreicht hat, ist nicht bekannt, und deshalb kann nicht wohl vorausgesehen werden, ob das schnellere oder spätere Eintreten dieses Zustandes bei den Körpern Einfluſs auf sie habe in Bezug auf das oben erwähnte allgemeine Gesetz.

Das schon erwähnte Gesetz ermuthigt sehr, die Bemühungen zur Condensation des Sauerstoffs, Wasserstoffs und Stickstoffs unter Anwendung niedrigerer Temperatur, als bisher benutzt worden sind, fortzusetzen. Wenn wir, um Kohlensäure aus dem Druck von zwei Atmosphären unter den von einer zu versetzen, derselben nur etwa halb so viel Wärmegrade zu nehmen brauchen, als bei der schwefligen Säure zu gleichem Effecte nöthig sind, so läſst sich erwarten, daſs beim Stickstoff und Wasserstoff eine weit geringere Wärmeentziehung zu derselben Wirkung hinreichen werde, und wir dürfen also wohl hoffen, daſs uns eine ferne Temperaturverringerung und ein verbesserter Druckapparat diese Körper im flüssigen und starren Zustand kennen lernen werden.

Royal Institution 1845, Febr. 19.

III. *Ueber die Zusammendrückung der Flüssigkeiten; von Hrn. G. Aimé.*

(*Ann. de chim. et de phys. Ser. III, T. VIII, p.* 257. — Die Figuren zu dieser Abhandlung, deren Aufnahme schon früher beabsichtigt wurde, finden sich im Band 61 auf Taf. III.)

Die ersten genauen Versuche über die Compression der Flüssigkeiten wurden i. J. 1761 von John Canton gemacht; indem er Luft, in welche ein offnes, mit Wasser gefülltes Thermometer gestellt war, bis auf zwei oder drei Atmosphären zusammendrückte, erkannte und maſs er die Compression der in seinem Apparat enthaltenen Flüssigkeit. Später beschäftigten sich Perkins und Oersted mit demselben Gegenstand. Der erste operirte mit einigen hunderten Atmosphären, allein seine Resultate waren mit mehren Fehlern behaftet, besonders mit der Schwierigkeit, die seine Methode darbot, den Druck zu bestimmen. Oersted folgte dem von Canton angegebenen Weg und die von ihm gelieferten Zahlen sind ziemlich genau, umfassen aber nur eine sehr kleine Skale; überdieſs operirte er nur mit Wasser, ohne die Veränderungen zu untersuchen, welche Temperaturänderungen in der Zusammendrückbarkeit hervorbringen. Um diese Lücken auszufüllen, hielt es die Academie der Wissenschaften (zu Paris) für zweckmäſsig, die Compression der Flüssigkeiten, unter Berücksichtigung der Gefäſse, zum Gegenstande einer Preisfrage zu machen, und den HH. Colladon und Sturm wurde der Preis zuerkannt. Die von diesen Gelehrten befolgte Methode ist nahezu die von Canton angegebene und von Oersted vervollkommte. Um die Zusammendrückung des Glases, in welches sie die Flüssigkeiten einzuschlieſsen genöthigt waren, zu bestimmen, maſsen sie mit vieler Sorgfalt die Verlängerung

einer Glasstange, die an einem Ende eingezwängt und am anderen mit bestimmten Gewichten belastet war. Sie fanden dadurch, daſs die lineare Verlängerung des Glases für einen Zug, der dem Druck einer Atmosphäre entspricht, 11 Zehnmilliontel beträgt. Und da die Volumsverringerung eines allseitig zusammengedrückten Körpers das Dreifache des linearen Zusammenzuges ist, so nahmen sie 33 Zehnmilliontel als Volumsverringerung des Glases für jeden Atmosphärendruck an [1]). Hr. Poisson hat diese Zahl als zu stark verworfen, und meint, daſs bei der Verlängerung eines Glasstabes ein Dünnerwerden stattfinde, welches man in Rechnung ziehen müsse [2]). Nach seinen Rechnungen muſs die Zahl 33 durch ihre Hälfte, nämlich 16, ersetzt werden, und diese ist es, welche wir gebraucht haben.

Da die Versuche der HH. Colladon und Sturm bei schwachen, insgemein unter 30 Atmosphären bleibenden Drucken angestellt wurden, so war es wichtig zu wissen, ob die Resultate, welche sie erhalten haben, noch bestehen würden, wenn man ihre Druck- und Temperaturgränzen überschritt. Dieſs war besonders der Zweck der Unternehmung dieser Arbeit.

Verfahren.

Da das Mariotte'sche Gesetz bisher nur bis zu einem Druck von 25 Atmosphären bestätigt worden, so war es nicht zweckmäſsig zur Messung von Drucken, die weit über diese Gränze hinausgehen sollten, ein gewöhnliches Manometer anzuwenden. Zur Vermeidung dieser Schwierigkeit und auch der Gefahren, die stets mit stark im Innern comprimirten Apparaten verbunden sind, suchte ich das Meer als natürliche Compressionsmaschine zu benutzen, da es den Druck, welchen darin untergetauchte Körper erleiden, mit Genauigkeit zu bestimmen erlaubt,

1) Diese Ann. Bd. 12, S. 39.

2) Diese Ann. Bd. 12, S. 516.

und ein Mittel giebt, diesen Druck bis zu einer sehr fernliegenden Gränze auszudehnen. Diese Methode ist, wie ersichtlich, derjenigen ähnlich, deren sich Arago und Dulong beim Studium des Compressionsgesetzes der Gase bedienten, nur, daſs diese Physiker statt der Wassersäule, die eine zu groſse Länge gehabt haben würde, eine Quecksilbersäule anwandten.

Die zur Untersuchung genommenen Flüssigkeiten wurden in Ausfluſs Apparate eingeschlossen. Eins derselben besteht aus einem Thermometer, dessen Stiel in der Mitte so gebogen ist, daſs beide Schenkel parallel sind (Taf. III, Bd. 61, Fig. 10). Der eine dieser Schenkel ist offen, und der andere, in einem Haarröhrchen endigend, ragt in eine Erweiterung hinein, die selbst wieder zu einer Spitze ausgezogen ist.

Um das Instrument zu füllen, taucht man diese Spitze in die zu untersuchende Flüssigkeit und bringt sie zum Sieden, um alle an der Innenwand haftende Luft zu vertreiben. Hierauf gieſst man Quecksilber in den offenen Schenkel der Röhre und schlieſst mittelst der Löthrohrflamme die Spitze der Erweiterung zu. Bisweilen bleibt ein Luftbläschen zurück, welches nach einigen Stunden verschwindet; wenn es nicht fortgeht, muſs der Apparat verworfen werden. Um ihn zu graduiren, nimmt man die Temperatur, bei welcher die Quecksilbersäule am Ende der in der Erweiterung befindlichen Spitze anlangt; man erhitzt hierauf und die Quecksilbersäule wird zurückgeschoben. Man macht auf der Röhre einen *Feilstrich* und bemerkt genau die Temperatur, wann das Niveau der Säule ihm correspondirt. Angenommen nun, das Ausdehnungsgesetz der zu comprimirenden Flüssigkeit sey genau bekannt, so wird auch das Verhältniſs zwischen den Volumen der Erweiterung und des zwischen dem Feilstrich und der Spitze begriffenen Röhrenstücks bekannt seyn.

Angenommen ferner zur gröſseren Bestimmtheit, die

Quecksilbersäule erreiche das Ende der Spitze bei 15° C. und den Feilstrich bei 30°. Läſst man den Apparat in das Meer hinab, so ergieſst sich die Säule in die Erweiterung, so daſs, nach Herausziehung desselben, die dem Striche entsprechende Temperatur unter 30° liegt, z. B. gleich 22° ist. Um die Compression der Flüssigkeit zu kennen, braucht man nur zu wissen, welcher Temperatur das Instrument in der Tiefe des Meeres ausgesetzt war. Bei allen hier folgenden Versuchen war diese nun immer 12°,6 C.

Vernachlässigen wir für einen Augenblick die Quecksilbermenge, welche in die Erweiterung getreten ist. Versenken wir das Instrument abermals bis zur selben Temperatur in das Meer, so wird es sich nicht mehr ergieſsen. Es wird dann die Zusammendrückung vorgestellt seyn durch die Säule, welche mittelst der Temperaturen 15 und 30 geschätzt ist, und deren Volum man, nach dem zuvor Gesagten, eben sowohl kennt als das der Erweiterung. Nun entspringt die beobachtete Zusammendrükkung aus zwei Ursachen her, zunächst aus dem Druck und dann aus der beobachteten Temperaturerniedrigung von 22° bis 12°,6.

Der allein vom Druck hervorgebrachte Effect wird also vorgestellt durch die Volume entsprechend den Temperaturen

$$(30° - 15°) - (22° - 12°,6),$$

wobei das Volum, welches die Flüssigkeit bei 12°,6 C. einnimmt, zur Einheit angenommen ist.

Wäre das in die Erweiterung tretende Quecksilber incompressibel, so würde zu der dem Versuch unterworfenen Flüssigkeit nur eine ihrer Compression entsprechende Gröſse eintreten, allein dem ist nicht so. Das Quecksilber ist wirklich, wenngleich sehr wenig, comprimirbar, und dieses macht, daſs in die Erweiterung eine gröſsere Menge tritt, als die, welche nach dem Herausziehen des Apparats die Zusammendrückung der Flüssigkeit darstellen sollte.

Es giebt noch eine Fehlerquelle, die angegeben werden muſs. Nachdem die Flüssigkeit comprimirt worden, erwärmt man sie, um abermals die Temperatur zu bestimmen, bei welcher das Niveau des Quecksilbers an den Feilstrich tritt. Um eine genaue Bestimmung zu machen, müſste man die Ausdehnung des Quecksilbers verhüten können. Das ist aber nicht möglich; man erhält also eine zu groſse Ausdehnung und mithin eine zu schwache Temperatur.

Wir sagten, daſs wir den Effect vernachlässigten, den das in die Erweiterung getretene Quecksilber hervorbringt. Dieſs ist erlaubt, denn der dadurch entstehende Fehler hat nur auf die Zehnmilliontel Einfluſs, wenn man die mittlere Compression für eine Atmosphäre bestimmt. Wollte man ihn aber in Rechnung ziehen, so könnte es folgendermaſsen geschehen.

Die totale Compression, welche wir durch den Temperaturunterschied (30 — 15) vorstellten, rührt her von der Compression des Quecksilbers und der der Flüssigkeit. Allein das Quecksilber ändert sein Volum durch den Druck äuſserst wenig, dagegen beträchtlich mit der Temperatur. Man kann also die Wirkung des Drucks vernachlässigen und braucht bloſs die der Temperatur-Aenderung zu berücksichtigen.

Das Volum des in die Erweiterung getretenen Quecksilbers kann vorgestellt werden durch den Unterschied der Volume der Flüssigkeit bei den Temperaturen 30° und 22°, und die Volumsveränderung, welche es erleidet, ist durch den Temperaturunterschied (22° — 12°,6) bedingt. Diese Veränderung ist begriffen in den durch die Zahlen (30°—15°) — (22°—12°,6) ausgedrückten Total-Effect, und muſs davon abgezogen werden.

Zusammendrückung der Flüssigkeiten.

Süſses Wasser.

Druck: 124 Atmosphären; (42°,5—25°) — (18°,5—12°,6).

Um die Zusammendrückung zu berechnen, leerte man ein wohlgraduirtes Thermometer, füllte es mit Wasser und brachte es folgends in die Temperaturen 42°,5, 25°, 18°,5 und 12°,6. Man merkte sich genau die Theilstriche, welche dem Scheitel der Quecksilbersäule für diese Temperaturen entsprechen, und fand sie: 81°, 39°,2, 31°,1 und 26°,1. Die diesen Temperaturunterschieden entsprechenden Volume der Flüssigkeit werden also vorgestellt durch:

$$\left(\frac{81}{6480}-\frac{39,2}{6480}\right)-\left(\frac{31,1}{6480}-\frac{26,1}{6480}\right)=\frac{36,8}{6480}.$$

Das zur Einheit angenommene Volum der Wassermasse ist

$$1+\frac{26,1}{5550}=\frac{5576,1}{5550},$$

woraus folgt:

$$\frac{5576,1}{5550}:\frac{36,8}{6480}::1:x=0,05652.$$

Dividirend durch 124, findet man für den Coëfficienten der Zusammendrückung durch eine Atmosphäre 0,0000455, und fügt man 1,6 Milliontel für die Zusammenziehung des Glases hinzu, so erhält man 0,0000471 für die Zusammenziehung des Wassers [1]).

1) Wir wollen hier suchen, wie groſs der Fehler sey, der durch das in die Erweiterung tretende Quecksilber veranlaſst wird. Das Volum dieses Quecksilbers wird vorgestellt durch den Temperaturunterschied 42°,5—25°, und da diese Temperaturen entsprechen 81°—39°,2, so ist das Volum gleich $\frac{41,8}{6480}$.

Nun geht das Quecksilber aus der Temperatur 12°,6 in die 25° über; mithin ist die daraus erfolgende Volumsänderung gleich:

$$\frac{41,8}{6480}\times\frac{(25-12,6)}{5550}=\frac{518,32}{6480\times5550}.$$

Allein wir wissen, daſs das zur Einheit angenommene Volum des Wassers bei 12°,6 gleich war:

$$\frac{5576,1}{5550}.$$

Süſses Wasser.

Druck: 124 Atmosphären; (42,3—24,5) — (18,5—12,6)
(80,3—38,8) — (31,1—26,1) = 36,5.

$$\frac{5576,1}{5550} : \frac{36,5}{6480} :: 1 : x = 0,05605.$$

Dividirt man durch 124, kommt 0,0000452, und fügt man für die Zusammenziehung des Glases 1,6 hinzu, findet man für die mittlere Zusammendrückung des Wassers durch eine Atmosphäre 0,0000468.

Atmosph.		Zusammendr. für 1 Atm.
165	(48,3—20,3) — (22,3—12,6) ; 0,008693	0,0000542
97	(35,5—15,0) — (16,5—12,6) ; 0,004853	0,0000516
112	(46,6—33,0) — (15,0—12,6) ; 0,005686	0,0000523
220	(46,6—16,0) — (15,0—12,6) ; 0,009830	0,0000463
160	(46,6—15,0) — (25,1—12,6) ; 0,0081879	0,0000527
86	(43,5—11,5) — (32,9—12,6) ; 0,0045158	0,0000541
86	(46,6—15,0) — (35,3—12,6) ; 0,0047495	0,0000578

Um die mittlere Zusammendrückung für eine Atmosphäre zu erhalten, bemerke man, daſs 1298 Atmosphären einer Zusammendrückung von 0,063176 entsprechen, diese Zahl durch 1298 dividirt giebt 0,0000502, wenn man die Zusammenziehung des Glases in Rechnung zieht.

Alkohol von 32° Beaumé.

124	(39,2—18,5) — (27,6—12,6) ; 0,0079222	0,0000654
124	(37,1—18,5) — (24,5—12,6) ; 0,007937	0,0000656
124	(37,1—18,5) — (24,7—12,6) ; 0,007733	0,0000639
165	(40,0—20,2) — (22,2—12,6) ; 0,012622	0,0000781
220	(40,0—21,3) — (20,2—12,6) ; 0,013628	0,0000635
160	(40,0—20,2) — (23,5—12,6) ; 0,011191	0,0000715
86	(40,0—20,2) — (28,3—12,6) ; 0,005800	0,0000690

Die mittlere Zusammendrückung, berichtigt für die Wirkung des Glases, ist 0,0000682.

Wir haben also die Proportion

$$\frac{5576,1}{5550} : \frac{518,32}{6480 \times 5550} :: 1 : x = 0,000014.$$

Dividirt man diese letztere Zahl durch 124, so kommt 0,0000001. Diese muſs man von der für die Compression des Wassers gefundene Zahl 0,0000471 abziehen, und so erhält man das Endresultat 0,0000470.

Alkohol von 40° Beaumé.

Atmosph.		Zusammendr. für 1 Atm.
124	(40,5—22,3) — (22,0—12,6) ; 0,12196	0,0000999
124	(39,9—21,7) — (22,0—12,6) ; 0,12133	0,0000994
97	(40,5—22,3) — (25,7—12,6) ; 0,007630	0,0000802
160	(40,5—22,3) — (19,6—12,6) ; 0,015107	0,0000960
160	(28,3—10,5) — (16,2—12,6) ; 0,017090	0,0001084
86	(28,3—10,5) — (22,6—12,6) ; 0,0095054	0,0001121

Das allgemeine Mittel ist 0,0000996. Die HH. Sturm und Colladon fanden 0,0000944, allein sie gaben nicht die Concentration ihres Alkohols an. Aus meinen Versuchen geht aber hervor, daſs die Zusammendrückbarkeit des Alkohols sich sehr mit seinem Wassergehalt ändert.

Kleesäure, bei 11° C. gesättigte Lösung.

160	(38,9—15,7) — (16,2—12,6) ; 0,007347	0,0000474
160	(37,2—13,9) — (16,2—12,6) ; 0,006944	0,0000450
86	(38,9—15,7) — (27,3—12,6) ; 0,004303	0,0000516
86	(37,2—13,9) — (26,5—12,6) ; 0,004211	0,0000505

Das allgemeine Mittel ist 0,0000479. — Die angewandte Lösung der Kleesäure war bei 11° gesättigt; wenn man sie in einem mit ihr gefüllten Gefäſs bis 7° erkaltete, schlug sich eine groſse Menge Krystalle nieder, die eine oder zwei Stunden, nachdem man die Flüssigkeit bis 15° oder 18° erwärmt hatte, noch nicht verschwanden. Als ich die Lösung bei 12°,6 durch 160 Atmosphären zusammendrückte, verdichtete sie sich mehr als es die Temperatursenkung 12°,6—7° that, und dennoch konnte ich, bei mehrmaliger Wiederholung der Versuche, keine Spur von einer Ausscheidung von Krystallen wahrnehmen.

Diese Beobachtung scheint zu beweisen, daſs die Ausscheidung eines in einer Flüssigkeit gelösten Körpers mehr von der Temperaturänderung als von der Dichtigkeitsänderung der Flüssigkeit abhängt.

Essigsäure von 9°,6 Aréometr. bei 17° Temp.

86	(25,5—10,8) — (21,2—12,6) ; 0,004669	0,0000558
160	(25,5—10,8) — (16,2—12,6) ; 0,007580	0,0000489

Das Mittel ist 0,0000512. Eine weniger concentrirte Säure einem Drucke von 124 Atmosphären ausgesetzt, gab mir die geringere Zusammendrückung 0,000039 für eine Atmosphäre.

Concentrirte Schwefelsäure.

Atmosph.		Zusammendr. für 1 Atm.
160	(47,9—18,5) — (32,4—12,6) ; 0,005061	0,0000332
86	(28,8—15,7) — (21,3—12,6) ; 0,002717	0,0000331

Das Mittel, berichtigt wegen des Glases, ist 0,0000332.

Concentrirte Chlorwasserstoffsäure, von 23°,3 B. bei 16°,8 C.

160	(26,8—10,5) — (16,2—12,6) ; 0,006649	0,0000431
86	(36,0—15,0) — (27,7—12,6) ; 0,003603	0,0000434

Das berichtigte Mittel ist 0,000432.

Ammoniakflüssigkeit.

124	(36,4—22,0) — (22,0—12,6) ; 0,004421	0,0000372
124	(36,8—22,6) — (22,0—12,6) ; 0,004359	0,0000367
97	(25,8—15,0) — (16,5—12,6) ; 0,003651	0,0000392
112	(32,5—23,5) — (15,0—12,6) ; 0,004760	0,0000441
220	(32,5—15,0) — (18,9—12,6) ; 0,007409	0,0000352
220	(30,8—15,8) — (15,4—12,6) ; 0,007394	0,0000352
160	(30,8—15,8) — (18,4—12,6) ; 0,005961	0,0000388
160	(32,5—15,0) — (21,5—12,6) ; 0,005884	0,0000383

Das allgemeine Mittel ist 0,0000376.

Meerwasser.

124	(42,9—18,5) — (25,2—12,6) ; 0,004925	0,0000413

Eine zweite Messung gab identisch dieselben Resultate.

Lösung von schwefelsaurem Natron, von 13°,8 B. bei 16°,0 C.

160	(36,4—14,7) — (16,2—12,6) ; 0,0066855	0,0000434
160	(37,4—16,0) — (16,2—12,6) ; 0,007011	0,0000454
86	(36,4—14,7) — (26,5—12,6) ; 0,003319	0,0000402
86	(37,4—16,0) — (26,0—12,6) ; 0,003881	0,0000461

Das allgemeine Mittel ist 0,0000444.

Naphtha.

Atmosph.		Zusammendr. für 1 Atm.
97	(41,5—22,5) — (25,3—12,6) ; 0,007931	0,0000833
112	(34,1—15,0) — (25,0—12,6) ; 0,007178	0,0000656
220	(41,5—22,5) — (15,0—12,6) ; 0,017179	0,0000797
220	(41,5—22,5) — (17,4—12,6) ; 0,015063	0,0000700
160	(41,5—22,5) — (20,0—12,6) ; 0,012727	0,0000811
160	(41,5—22,5) — (21,0—12,6) ; 0,011818	0,0000754
86	(41,5—22,5) — (26,5—12,6) ; 0,006677	0,0000791
86	(41,5—22,5) — (27,2—12,6) ; 0,005940	0,0000706

Das allgemeine Mittel ist 0,0000756.

Terpenthinöl.

114	(41,9—28,2) — (18,5—12,6) ; 0,007491	0,0000620
165	(41,5—20,2) — (22,2—12,6) ; 0,011056	0,0000686

Das Mittel ist 0,0000657.

Quecksilber.

Druck von 97 Atmosphären. Um die Zusammendrückung des Quecksilbers zu bestimmen, wurde ein wie Fig. 11, Taf. III, Bd. 61, eingerichtetes Thermometer angewandt.

Es wurde zu gleichen Volumen mit Wasser und Quecksilber gefüllt; die Graduirung geschah wie bei den vorhergehenden Instrumenten, d. h., nachdem man einen Feilstrich auf der Röhre gemacht hatte, suchte man, bei welcher Temperatur das Quecksilber hinter ihm stand. Nachdem hierauf das Thermometer hinreichend erkaltet worden, bestimmte man die Temperatur, bei welcher das Niveau der Säule sich in die Erweiterung zu ergieſsen anfing. Nach der Versenkung in's Meer endlich merkte man sich die neue Temperatur, bei welcher das Niveau den Strich erreichte. Da die des Meeres bekannt war, so hatte man sonach vier Zahlen, analog denen der vorhergehenden Versuche, z. B. folgende:

(32,6—16,5) — (18,0—12,6) = 10,7.

Hierauf nahm man ein wohl auf Glas graduirtes Thermometer, leerte es, füllte es mit Wasser und brachte es successiv in die oben angezeigten Temperaturen. Die neuen, den verschiedenen Lagen des Wasserniveau's entsprechenden Zahlen waren:

$$(55{,}7-29{,}1)-(30{,}5-26{,}1)=22{,}2.$$

Mit diesen Zahlen konnte man die totale Compression berechnen. Denn der Theil der Säule, welcher die Compression vorstellt und geschätzt ward durch die Temperaturveränderungen des Quecksilbers in der Erweiterung, ist gegeben durch die Proportion

$$\frac{5562{,}6}{5550}:\frac{10{,}7}{6480}::\tfrac{1}{2}:x=\frac{0{,}001647}{2},$$

der, welcher herrührt von den Temperaturvariationen des Wassers in der Erweiterung, ist gegeben durch die Proportion:

$$\frac{5576{,}7}{5550}:\frac{22{,}2}{6480}::\tfrac{1}{2}:x=\frac{0{,}003409}{2}.$$

Das gesammte Volum der die Compression vorstellenden Säule ist also:

$$\frac{0{,}001647}{2}+\frac{0{,}003409}{2}=0{,}002528,$$

das der Erweiterung zur Einheit genommen.

Wie wir gesehen, comprimirt sich das Wasser für eine Atmosphäre um 0,0000486 und für 97 um 0,0047142, wovon das Mittel 0,0023571 ist. Zieht man diese Zahl von 0,002528 ab, so kommt 0,000171. Verdoppelt man letztere, dividirt durch 97 und fügt dem Quotienten 1,6 Milliontel für die Compression des Glases hinzu, so hat man die des Quecksilbers 0,0000051.

Quecksilber.

Druck: 160 Atmosphären. Thermometer enthaltend gleiche Volume Quecksilber und Wasser.

Atmosph.	
	$(39{,}7-15{,}6)-(20{,}2-12{,}6)=16{,}5$
160	$(71{,}8-28{,}3)-(33{,}0-12{,}6)=36{,}6,$

woraus für das Quecksilber:

$$\frac{5562,6}{5550} : \frac{16,5}{6480} :: \tfrac{1}{2} : x = \frac{0,002545}{2}$$

und für das Wasser

$$\frac{5576,1}{5550} : \frac{36,6}{6480} :: \tfrac{1}{2} : x = \frac{0,005621}{2}.$$

Die gesammte Zusammendrückung ist also:

$$\frac{0,002545}{2} + \frac{0,005621}{2} = 0,004083.$$

Das Wasser comprimirt sich für 160 Atmosphären um 0,007776, wovon die Hälfte 0,003888 ist. Zieht man diese Zahl von 0,004083 ab, verdoppelt den Unterschied, dividirt durch 160, und fügt dem Quotienten 1,6 Milliontel hinzu, so kommt 0,0000040 für den Coëfficienten der Zusammendrückung des Quecksilbers.

Quecksilber.

Druck: 112 Atmosphären. Thermometer enthält gleiche Volume Quecksilber und Wasser.

Atmosph.	
112	(34,5—17,9) — (17,4—12,6) = 11,8
	(58,9—30,3) — (29,9—26,1) = 24,8.

Daraus ergeben sich die beiden Proportionen:

$$\frac{5562,6}{5550} : \frac{11,8}{6480} :: \tfrac{1}{2} : x = \frac{0,001817}{2}$$

$$\frac{5176,1}{5550} : \frac{24,8}{6480} :: \tfrac{1}{2} : x = \frac{0,003808}{2}.$$

Die Zusammendrückung des Wassers für einen Druck von 112 Atmosphären, ohne Rücksicht auf die Zusammendrückung des Glases, ist 0,0054432, und wenn man die Rechnung wie im vorhergehenden Beispiel fortsetzt, findet sich der gesuchte Coëfficient gleich 0,0000032.

Das Mittel der drei vorstehenden Beobachtungen, mit Rücksicht auf die Compression des Glases, ist 0,0000040.

Wahre Zuſammendrückung der unterſuchten Flüſsigkeiten für Eine Atmoſphäre.

	bei 12°,6 C.	Nach Colladon und Sturm bei 0°.
Süſses Waſser	0,0000502	0,0000488
Alkohol von 32° B.	0,0000682	
do. von 40° B.	0,0000996	0,0000944
Kleeſäure	0,0000479	
Eſsigſäure	0,0000512	
Schwefelſäure	0,0000332	0,0000302
Chlorwaſserſtoffſäure	0,0000432	
Ammoniak	0,0000376	0,0000363
Meerwaſser	0,0000413	
Schwefelſaures Natron	0,0000444	
Naphtha	0,0000756	
Terpenthinöl	0,0000657	0,0000713
Queckſilber	0,0000040	0,0000033

Wie man ſieht, ſind die von mir bei 12°,6 C. erhaltenen Zahlen gröſser als die von den HH. Sturm und Colladon bei 0° gefundenen. Nur das Terpenthinöl macht eine Ausnahme, aber, wie ſchon geſagt, war das von mir angewandte nicht rein [1]).

Die-

1) Als ich zu den Compreſsionsverſuchen ein Thermometer mit Terpenthinöl füllte, bildeten ſich bald Gasbläschen, die ſich oft ſogar ſo weit vergröſserten, daſs ſie einen bedeutenden Theil der Erweiterung des Inſtruments erfüllten. Um zu ſehen, bis wie weit dieſe Gasentwicklung gehen würde, nahm ich eine Röhre von $0^m,01$ Durchmeſser und $0^m,25$ Länge, bog ſie in der Mitte, und verſchloſs ſie an einem Ende vor der Lampe. Hierauf füllte ich ſie mit Queckſilber und Terpenthinöl, dergeſtalt, daſs dieſes in dem verſchloſsenen Schenkel eine Säule von $0^m,02$ Länge bildete. Nachdem ich mich überzeugt, daſs keine Luft mehr mit dem Terpenthinöl in Berührung war, und daſs die äuſsere nicht die Queckſilberſäule durchdringen konnte, ſtellte ich den kleinen Apparat an einer Mauer auf. Nach einigen Tagen gewahrte ich eine Gasblaſe auf dem Oele ſchwimmen; ſie vergröſserte ſich während zweier Monate fortdauernd, und erreichte zuletzt ein Volum wenigſtens ſo groſs, wie das des Terpenthinöls. Ich kann nicht ſagen, von welcher Natur dieſes Gas war, und worauf ſeine Bildung beruhte. Die mit dem Terpenthinöl in Berührung ſtehende Queckſilberfläche hatte ihren Metallglanz verloren, und war

Diese Resultate scheinen zu beweisen, daſs im Allgemeinen die Zusammendrückbarkeit der Flüssigkeiten zunimmt mit steigender Temperatur, daſs sie beim Wasser abnimmt, wenn Salze darin gelöst worden, und daſs die Ammoniaklösung eine der wenigst zusammendrückbaren Flüssigkeiten ist.

Eine wichtige Folgerung, die sich auch aus obigen Versuchen ergiebt, ist die Proportionalität der Zusammendrückbarkeit mit dem Druck, nachgewiesen bis zu 220 Atmosphären. Um dieſs Gesetz anschaulich zu machen, haben wir den vergleichenden Gang des Drucks und der Zusammendrückbarkeit der Flüssigkeiten, mit denen wir experimentirten, durch Linien vorgestellt [1]).

Giebt man dieses Gesetz zu, so kann man es benutzen, um mit Flüssigkeiten Manometer zu verfertigen, die für den Fall, daſs es sich um Funfzige von Atmosphären handelt, anwendbar sind. Man kann auch submarine Temperaturen mit Minima-Thermometer bestimmen, ohne daſs man diese, wie gewöhnlich geschieht, in kupferne Büchsen einzuschlieſsen braucht, sobald nur die Zusammendrückung ein kleiner Bruch von der Volumsveränderung ist, die durch die Temperaturveränderung bewirkt wird. Man braucht nur vom Stiel des Thermometers die Spitze abzubrechen, damit der Druck des Wassers zugleich innen und auſsen wirke. Kennt man die senkrechte Tiefe, zu welcher das Instrument gelangt ist, so ergiebt sich daraus der Druck und mithin auch die Temperatur. Die Anwendung kupferner Büchsen ist un-

bedeckt mit einer ziemlich dünnen Schicht einer pulverförmigen grauschwarzen Materie. Die HH. Sturm und Colladon machen in ihrer Abhandlung die Bemerkung, daſs im Allgemeinen das Daseyn eines Gases in einer Flüssigkeit die Compression derselben verringere. Ich glaube, daſs man, wenigstens zum Theil, dieser Ursache die Geringerheit der von mir gefundenen Zahl zuschreiben müsse.

1) Wir haben diese Construction fortgelassen, da sie nicht unentbehrlich nöthig ist. *P.*

bequem, da es schwer hält sie so zu verschlieſsen, daſs das Wasser nicht durch die Fugen eindringt; überdieſs muſs man beim Aufschrauben der Büchse eine Gewalt anwenden, die leicht den Zeiger des Instruments verrückt. Auch das Gewicht des Instruments ist unbequem, denn es hindert den Beobachter, Schnüre von kleinem Durchmesser anzuwenden. Endlich ist die Masse der Hülle so groſs, daſs das Thermometer die Temperatur des Mittels, in welches das Instrument versenkt ist, erst nach einer halben Stunde annimmt.

Wenn man fern von der Küste bei windstillem Wetter Peilungen (*sondages*) ausführt, können die Stricke senkrecht hinabgehen; allein an Orten, wo das Meer zusammengeschnürt ist, wie in Meerengen, ist der Vorgang anders. Die Beugung der Stricke macht, daſs der Beobachter zuweilen den Grund nicht erreicht, oder, wenn er ihn erreicht, daſs er ihn in gröſserer Tiefe liegend glaubt, als es wirklich der Fall ist. In diesen Fällen, glaube ich, kann man mit Vortheil das Flüssigkeits-Manometer anwenden, welches ich beschreiben will. Es stützt sich auf das erwähnte Compressionsgesetz und ist so eingerichtet, daſs man es beliebig oft anwenden kann.

Die Gestalt desselben ist nahe die eines Ausfluſs-Thermometers, Fig. 12, Taf. III, Bd. 61. Die Spitze der in den Bauch hineingehenden Röhre ist etwas gekrümmt, und tritt in eine kleine Höhlung, die zur Aufnahme des ausgeflossenen Quecksilbers bestimmt ist. Die Röhre ist nahe am Knie mit zwei kleinen Erweiterungen *BB* versehen.

Um dieses Manometer zu graduiren, merke ich mir genau die Temperatur, bei welcher das Quecksilber auszuflieſsen beginnt, und diese Temperatur muſs möglichst derjenigen des Mittels, in welchem man operiren will, nahe seyn. Gesetzt, der Ausfluſs beginne bei 4°. Ich erwärme den Apparat bis 10° und mache im Niveau des Quecksilbers einen Feilstrich auf der Röhre; ich wieder-

hole die Operation, erst bei 15°, dann bei 20° u. s. w. Hierauf befestige ich am Manometer eine kleine Skale, auf welche ich die successiven Grade auftrage. So vorgerichtet, senke man das Instrument in's Meer, und, nachdem es heraufgezogen worden, bestimme man die Compression auf folgende Weise.

Man stelle das Instrument in ein Gefäſs voll Wasser, dessen Temperatur α man genau bestimme. Sey β die entsprechende Angabe des Manometers und γ die Temperatur des Meers am Ort, wohin es versenkt worden. Die vier Zahlen

$$(\beta-4) - (\alpha-\gamma)$$

werden die Compression und mithin die Meerestiefe kennen lehren, wenn man nach der zu Anfange dieser Abhandlung gegebenen Anweisung verfährt. Um hierauf das Manometer zu einem zweiten Gebrauche in Stand zu setzen, braucht man es nur zu erwärmen, um das Quecksilber wieder in die Röhre treten zu lassen. Dieses treibt den Alkohol vor sich hin, und in der Kugel *B* nehmen beide, wegen ihrer ungleichen Dichtigkeit, ihre regelmäſsige Stellung wieder ein; beim Erkalten sieht man den Alkohol wieder in den Bauch steigen [1]), und wenn diese Operation nicht hinreicht, erwärmt man es abermals. Man braucht übrigens nicht alles Quecksilber wieder in die Röhre treten lassen, sondern nur so viel, daſs die Peilung nach dem Ausfluſs stattfinden kann.

Wir sagten oben, daſs man, um die Tiefe des Meeres zu ermitteln, direct die Temperatur desselben bestim-

1) Ich glaube es würde vortheilhaft seyn, die Thermometergraphen mit zwei kleinen Kugeln *B*, *B* zu versehen, wie ich es bei meinem Manometer gethan. Personen, welche Gelegenheit hatten, submarine Temperaturen zu nehmen, werden bemerkt haben, daſs die Quecksilbersäule sich öfters zertheilt oder über den Index hinausgeht. Dieser Uebelstand verschwindet durch den vorgeschlagenen Zusatz, denn es wird leicht seyn, das Instrument wieder in seinen normalen Zustand zu versetzen.

men, und folglich hohle Metallcylinder anwenden müsse. Man könnte sich aber dessen überheben, wenn man zwei Manometer anwendete, eins mit Alkohol und eins mit Schwefelsäure, dessen Compressionscoëfficient sehr gering ist. Allein dieſs wenig genaue Verfahren wäre nur selten anzuwenden.

Schlieſslich bemerke ich, daſs das oben beschriebene Verfahren auch benutzt werden könnte, um Compressionen über 200 Atmosphären mit einander zu vergleichen, obwohl für solche das Gesetz der Proportionalität noch nicht erwiesen ist. Es wird anzeigen können, ob ein Meer tiefer sey als ein anderes, und dann würde die Tiefe provisorisch durch eine Zahl ausgedrückt seyn, deren entsprechender Druck später zu ermitteln wäre. Ich glaube endlich, daſs es bei allen etwas wichtigen Peilungen zweckmäſsig wäre, ein oder mehre Manometer mit dem Senkblei hinabzulassen; dieſs ist um so leichter ausführbar, als Gewicht und Volum dieser Instrumente sich so verringern lassen, daſs daraus kein Beschwerniſs für den Beobachter entsteht.

Condensation der Gase durch Druck.

Ueber die Condensation der Gase verdankt man Hrn. Faraday die merkwürdigste Arbeit. Denn mittelst zweckmäſsig vorgerichteter Glasröhren ist er dahin gelangt, alle Gase zu liqueficiren, die dazu bei gewöhnlicher Temperatur keinen über 50 Atmosphären hinausgehenden Druck erfordern. Die Haltbarkeit seiner Apparate erlaubte ihm nicht diese Gränze zu überschreiten. Später hat Hr. Thilorier dieselben Versuche mit Anwendung guſseiserner Gefäſse vorgenommen, und dabei die Eigenschaften der flüssigen Kohlensäure in sehr ausgedehntem Maaſse untersucht. Eine Explosion, der mehre Personen zum Opfer wurden, hat diese Arbeiten unterbrochen.

Im ersten Theil dieser Abhandlung habe ich gesagt,

daſs ich das Meer als Compressionsmaschine für Flüssigkeiten anwandte; ich habe es auch für Gase benutzt.

Die Gase, welche bei Hrn. Faraday's Versuchen der Liquefaction widerstanden, waren Sauerstoff, Wasserstoff, Stickstoff, Doppelt-Kohlenwasserstoff, Stickstoffoxyd, Kohlenoxyd, Fluokiesel und Fluobor. Es sind diese, mit denen ich meine Versuche anstellte.

Der zur Aufnahme der Gase angewandte Apparat ist in Fig. 13, Taf. III, abgebildet. Eine 4 Decimeter lange capillare Glasröhre *AB* ist bei *A* und *B* gekrümmt, und bei *B* angeschmolzen an eine andere, *BC*, die etwa 1 Centm. inneren Durchmesser und 15 Centm. Länge hat. Der Theil *A* tritt in eine kleine Röhre *D*, die an beiden Enden offen ist und durch einen Draht an der Röhre *A* gehalten wird.

Die Röhre *D* und das Röhrenende *A* befinden sich in der Blase *K*, die am Knie *A* wohl festgeschnürt ist; sie enthält das zu comprimirende Gas und trägt ein kleines Gewicht *G*. Röhre und Blase sind bei *A*, *G*, *B* durch Schnüre an einem Eisenstab *LL* befestigt. Das innere Volum der Röhre *D* beträgt etwa 5 Kubikcentim. und das des Gases in der Blase etwa 2 Liter.

Senkt man diesen Apparat in's Meer, so wird das Gas comprimirt, und es kann nicht entweichen, da es von der in der Röhre *BC* befindlichen Quecksilbersäule zurückgehalten wird. Eben so wenig kann das Wasser durch die Röhre in die Blase gelangen. Wenn das Gas durch den Druck sein Volum sehr verringert hat, so wird es, vermöge der Spannung, welche das kleine Gewicht *G* auf die Blase ausübt, genöthigt, sich in die Röhre *D* zu begeben.

So lange das in der Blase enthaltene Gasvolum gröſser ist als die Geräumigkeit der Röhre *D*, bleibt die Quecksilbersäule in der Röhre *BC*. So wie es aber unter diese Gränze kommt, steigt das Quecksilber wieder, ergieſst sich in die Röhre *D* und fällt in die Blase hinab.

Ich comprimirte Doppelt-Kohlenwasserstoff, Stickstoffoxyd, Stickstoff, Wasserstoff, Kohlenoxyd und Sauerstoff bis zu 47 Atmosphären, letzteren allein so weit, daſs das Quecksilber in die Blase trat.

Mit denselben Substanzen wurde der Versuch bei 88 Atmosphären wiederholt, und es fand sich Quecksilber in den Blasen, die Sauerstoff und Doppelt-Kohlenwasserstoff enthielten. Dasselbe Resultat erhielt ich mit Stickstoffoxyd bei einem Druck von 121 Atmosphären, und mit Kohlenoxyd bei dem von 165. Wasserstoff und Stickstoff wurden bei diesem letzteren Druck nicht liqueficirt.

Da mir die gemessene Spannkraft des Sauerstoffs zu gering vorkam, so glaubte ich, ehe ich schlösse, daſs die Condensation desselben unter einem Druck von 47 Atmosphären erfolgt sey, untersuchen zu müssen, ob nicht das beobachtete Resultat aus einer vernachlässigten Ursache entsprungen sey. Ich wiederholte also meine Beobachtungen nach einem ganz anderen Verfahren, und erkannte nun, daſs der Sauerstoff nicht nur bei 47, sondern gar bei 165 Atmosphären nicht flüssig wird. Wie aber konnte die Condensation geschehen seyn? Hätte das Wasser die Eigenschaft, unter Druck eine groſse Menge dieses Gases zu lösen und dadurch gleichsam oxygenirt zu werden? Oder fand durch die Membran der Blase hier eine Absorption statt? Diese Fragen verdienen untersucht zu werden.

Der Apparat, mit dem ich die Versuche zur Condensation des Sauerstoffs wiederholte, bestand aus einem groſsen Ausfluſs-Thermometer, das mit Gas gefüllt und in ein Probeglas mit Quecksilber gestellt wurde. Es besteht aus drei aneinandergelötheten Röhren *DC*, *CB*, *BA*. Die erste ist 2 Decimeter lang und 2 Centim. weit (Fig. 14, Taf. III, Bd. 61). Das fast verschlossene Ende *D* hat nur eine capillare Oeffnung. Die zweite Röhre *CB* ist zu einer Spitze ausgezogen, und diese tritt in die dritte

Röhre *BA*, fast bis zum Ende *A*. Das Probeglas und der Gasbehälter werden durch einen Eisenstab gehalten, an welchem das Senkblei befestigt ist.

Wenn man diesen Apparat in's Meer senkt, steigt das Quecksilber vermöge des Wasserdrucks in den Behälter und ergieſst sich, wenn die Condensation des Gases hinreichend ist, in die obere Röhre *BA*. Der Unterschied zwischen der inneren Geräumigkeit dieser Röhre und dem Volum des ausgeflossenen Quecksilbers giebt das Volum des Gases im Zustande seiner gröſsten Condensation. Kennt man die Geräumigkeit des gesammten Behälters, so ist die Dichtigkeit und der Verdünnungsgrad des comprimirten Gases leicht daraus abzuleiten.

Um den Behälter mit Gas zu füllen, bringt man erst Quecksilber hinein und gieſst dieſs darauf in einen Behälter voll des zu untersuchenden Gases. Dann verschlieſst man die Spitze *A*, erst mit Wachs und hernach mit dem Löthrohr.

In gewissen Fällen habe ich mich anders benommen. Durch Pfropfen war der Apparat mit Flaschen verknüpft, die zur Bereitung des Gases dienten, so daſs man es durch die Oeffnung *D* eintreten und durch die Spitze *A* ausflieſsen lassen konnte. Nachdem die Entwicklung einige Minuten gedauert hatte, verschloſs ich die Spitze mit weichem Wachs, nahm die Flaschen fort, verschloſs die Oeffnung *D* mit Wachs und darauf mit der Lampe die Spitze *A*.

Die Ordnung, in welcher sich die Gase in diesem Apparat condensirten, fand ich der früheren gleich; nur der Sauerstoff machte eine Ausnahme.

Sauerstoff wurde durch einen Druck von 83 Atmosphären im Verhältniſs 90 : 1 Vol. comprimirt. Doppelt-Kohlenwasserstoff liquefïcirte sich durch einen Druck von 124 Atmosphären. Die Condensation erfolgte im Verhältniſs 356 : 1; dieſs giebt für die Dichtigkeit der Flüssigkeit 0,44, die des Wassers zur Einheit genommen. Stick-

stoffoxyd wurde durch einen Druck von 165 Atmosphären im Verhältniſs 251 : 1 reducirt. Wenn man also annimmt, es sey zur Flüssigkeit geworden, so würde diese die Dichte 0,33 gehabt haben. Kohlenoxyd wurde durch diesen Druck im Verhältniſs 180 : 1 verdichtet, Sauerstoff in dem 160 : 1.

Wasserstoff und Stickstoff konnten durch 220 Atmosphären nicht liqueficirt werden. Endlich ward das Fluokieselgas durch 105 Atmosphären im Verhältniſs 350 : 1 verdichtet, was für die Dichtigkeit der Flüssigkeit 1,6 giebt.

Diese Resultate lassen in Bezug auf Genauigkeit Einiges zu wünschen übrig. Denn es hält schwer das Volum des ausgeflossenen Quecksilbers und das des Behälters gut zu bestimmen; auch ist es möglich, daſs das liqueficirte Gas, wenn es wieder in den Gaszustand übergeht, eine gewisse Menge Quecksilber mit fortreiſst.

Um diese Uebelstände zu vermeiden, habe ich noch einen anderen, und, wie ich glaube, die beiden früheren übertreffenden Apparat ersonnen, den ich zwar noch nicht angewandt, den ich aber deſsungeachtet beschreiben will. Er besteht aus einem groſsen Ausfluſs-Thermometer von Quecksilber, dessen zweimal gebogene Röhre in eine Kautschuckblase voll Gas tritt. Ein Eisenstab, unten versehen mit einem Senkblei, hält das Thermometer und die Blase (Fig. 15, Taf. III). Gesetzt, man habe zuvor ermittelt, bei welcher Temperatur das Ende der Quecksilbersäule der Röhre in den Bauch tritt, und angenommen selbst, daſs das Gas bei der Temperatur 20° einzutreten beginne. Klar ist, daſs wenn man den Apparat bis 12°,6 erkaltet, in dem Bauche ein Vacuum entstehen wird, welches sich durch den Temperaturunterschied (20°—12°,6) genau bestimmen läſst. Dieſs Vacuum wird gefüllt werden durch das Gas der Blase, so daſs, wie groſs auch der auf den Apparat ausgeübte Druck seyn mag, das Volum des eingeführten Gases constant seyn wird. (Wir überge-

hen dabei die Zusammenziehung des Quecksilbers und des Glases, da man deren Effect zu berechnen weiſs.)

Man wird also im Voraus, wie auch der Druck seyn möge, das Volum des comprimirten Gases, und, nach Herausziehung des Apparats aus dem Meer, auch das des Gases bei gewöhnlichem Drucke kennen. Das Verhältniſs beider ergiebt die Condensation. Bei diesem Apparat ist nicht zu fürchten, daſs mit abnehmendem Druck das Gas des Bauches entweiche; vermöge seines specifischen Gewichtes strebt es immer sich von der Oeffnung der Spitze zu entfernen, wenn der Versuch so geleitet ist, daſs bei gewöhnlichem Druck das eingeführte Gas den Bauch des Thermometers kaum mehr als zur Hälfte füllt.

Das eben angedeutete Verfahren erlaubt, glaube ich, genauer als es bisher geschah das Verhältniſs der Volume eines Gases unter verschiedenen Drucken und die Dichtigkeit desselben im flüssigen Zustand zu bestimmen. Es wird auch dazu dienen, für jedes besondere Gas zu ermitteln, bis zu welcher Druckgränze das Mariotte'sche Gesetz richtig sey.

IV. *Ueber die Erscheinungen bei einer freien und der Wirkung der Schwere entzogenen flüssigen Masse; von J. Plateau* [1],

Professor der Physik in Gent.

(Mitgetheilt vom Hrn. Verf. aus den *Mém. de l'acad. roy. de Bruxelles, T. XVI.* — Vorläufige Notizen von dieser Abhandlung finden sich schon in dies. Ann. Bd. 55, S. 517, und Bd. 56, S. 167.)

1. **Vermöge der ungemeinen Beweglichkeit ihrer Theilchen gehorchen die Flüssigkeiten mit groſser Leich-**

1) Seit der Verfasser diese Abhandlung in der Brüsseler Academie las (15. Jan. 1842), hat er an ihr mehre wichtige Abänderungen ange-

tigkeit der Wirkung von Kräften, die ihre äuſsere Gestalt zu ändern trachten. Unter diesen Kräften giebt es eine, die dermaſsen über alle andere vorwaltet, daſs sie deren Wirkung fast gänzlich versteckt, und das ist die Schwerkraft. Sie nöthigt die Flüssigkeiten die innere Gestalt der von ihnen erfüllten Gefäſse anzunehmen, und sie macht den freibleibenden Theil von deren Oberfläche eben und horizontal. Kaum erkennt man längs dem Umriſs dieser freien Oberfläche eine schwache Krümmung, in der sich die vereinte Wirkung der Anziehung der Flüssigkeit auf sich selbst und der Anhaftung zu der starren Substanz des Gefäſses verräth. Nur dadurch, daſs man sehr kleine flüssige Massen, auf welche somit die relative Wirkung der Schwere sehr geschwächt ist, beobachtet, kann man auf eine deutliche Weise den Einfluſs anderer Kräfte auf die Gestalt dieser Massen wahrnehmen; so runden sich Tröpfchen auf Flächen, die *sie nicht* benässen können, zu mehr oder weniger vollkommenen Kugeln. Will man auſser diesen Minimis von Quantitäten flüssige Massen in ihrer eignen, frei angenommenen Gestalt erblicken, so muſs man die Erde verlassen, oder vielmehr den Erdkörper selbst, und die übrigen Planeten betrachten, wie sie ursprünglich flüssig, ihre äuſsere Gestalt der vereinten Wirkung der Attraction und der Centrifugalkraft angepaſst haben. Die Theorie weist dann nach, daſs diese Massen die Gestalt von mehr oder weniger im Sinne ihrer Rotationsaxe abgeplatteten Sphäroïden annehmen muſsten, und die Erfahrung bestätigt diese Deductionen. Die Beobachtung zeigt uns auch um den Saturn einen ringförmigen Körper, und die Theorie weiſs durch die vereinte Wirkung der Attraction und der Centrifugalkraft dem Gleichgewicht dieser sonderbaren Gestalt zu genügen.

Wenn wir aber eine der flüssigen Massen, welche

bracht, veranlaſst unter andern durch eine von Hrn. Liouville der Pariser Academie überreichten Arbeit.

uns zum Experimentiren gegeben sind, der Wirkung der Schwere entziehen könnten, ohne daſs sie aufhörte den übrigen Kräften zu gehorchen, die ihre Gestalt zu verändern suchen, und wenn unser Verfahren erlaubte, dieser Masse bedeutende Dimensionen zu geben, wäre es nicht recht sonderbar, sie eine bestimmte Gestalt annehmen und diese Gestalt sich auf tausendfache Weise mit den sie bedingenden Kräften verändern zu sehen? Nun ist es mir wirklich durch ein äuſserst einfaches Mittel gelungen eine bedeutende Flüssigkeitsmasse in diese Umstände zu versetzen.

2. Bekanntlich sind die fetten Oele weniger dicht als Wasser, und dichter als Alkohol. Man kann demnach ein Gemisch von Wasser und Alkohol machen, das genau eine gleiche Dichte hat wie ein gegebenes Oel, z. B. Olivenöl. Wenn man in ein so gebildetes Gemisch eine gewisse Quantität Oel bringt, so ist klar, daſs die Wirkung der Schwere auf dieses Oel vollständig vernichtet seyn wird; denn vermöge der Gleichheit der Dichte wird das Oel nur die Stelle einer gleichen Masse der umgebenden Flüssigkeit einnehmen. Andrerseits mischen sich die fetten Oele nicht mit der aus Wasser und Alkohol gebildeten Flüssigkeit; die Oelmasse wird also mitten in der umgebenden Flüssigkeit schweben bleiben und vollkommene Freiheit haben, die äuſsere Gestalt anzunehmen, welche ihr die auf sie etwa einwirkenden Kräfte vorschreiben.

Wenn nun die Molecular-Attractionen des Oels zu sich selbst, die des alkoholischen Gemisches zu sich selbst, und die dieses Gemisches zu dem Oel identisch wären, würde es keinen Grund geben, weshalb die inmitten der Flüssigkeit sich überlassene Oelmasse freiwillig eine Gestalt mehr als die andere annähme, weil sie rücksichtlich aller auf sie einwirkenden Kräfte genau in demselben Fall wäre, wie eine gleiche Masse des alkoholischen Gemisches, deren Stelle sie einnimmt. Allein es ist klar, daſs diese

Identität zwischen den verschiedenen Attractionskräften nicht statt hat, vielmehr die Anziehung des Oels zu sich selbst die beiden andern weit überwiegt. Die Oelmasse wird also diesem Ueberschuſs der eignen Attractionskräfte gehorchen.

Wir gelangen also zu dem Schluſs, daſs unsere Oelmasse vollkommen einer unschweren, frei im Raume schwebenden und bloſs seinen eignen Molecular-Attractionen unterworfenen Flüssigkeitsmasse vergleichbar ist. Eine solche Masse muſs aber offenbar eine Kugelgestalt annehmen.

Die Erfahrung bestätigt dieſs vollkommen. Die Oelmasse, wie groſs sie auch sey, bleibt nämlich mitten in der alkoholischen Flüssigkeit schweben, und nimmt die *Gestalt einer vollkommenen Kugel an.*

3. Um dieses auffallende Resultat mit Leichtigkeit zu erhalten, sind gewisse Vorsichtsmaſsregeln nothwendig, die ich beschreiben will.

Die nächsten betreffen die Bildung des alkoholischen Gemisches. Die Dichtigkeit dieses Gemisches ändert sich nothwendig mit der Art des angewandten Oels. Für das Oel, dessen ich mich bediente und für dessen Reinheit ich nicht einstehen will, zeigte das zweckmäſsigste Gemenge 22 Grad am Beaumé'schen Aräometer. Wenn man also Olivenöl anwenden will, kann man immer diese Dichte als erste Annäherung betrachten, und dann durch successive Versuche die Flüssigkeit genau auf den richtigen Punkt bringen. Zu dem Ende füllt man damit ein Probeglas und schüttet dann etwas Oel hinzu, mittelst eines Trichters mit langem Halse, der ungefähr bis zur Mitte der Höhe des Probeglases hinabreicht. Das Oel bildet bei seiner Ankunft in der Flüssigkeit ein Kügelchen, dem man einen Durchmesser von ungefähr zwei Centimeter geben und durch einen kleinen Stoſs vom Schnabel des Trichters sondern muſs, wenn es sich nicht von selbst abtrennt. Je nachdem nun das Kügelchen zu

Boden sinkt oder zur Oberfläche steigt, schlieſst man, daſs dem Gemisch zu viel oder zu wenig Alkohol zugesetzt worden ist; man fügt also demselben, unter Umrühren, entweder etwas Wasser oder etwas Alkohol hinzu, und beginnt den Versuch in dem Probeglase abermals. Diese Operationen wiederholt man so lange, bis das Oelkügelchen in der Flüssigkeit schweben bleibt, ohne anscheinend eine Neigung zum Steigen oder Sinken zu besitzen. Alsdann kann man das Gemisch als dem gesuchten Punkt sehr nahe liegend betrachten; ich sage: sehr nahe, denn da das Oelkügelchen in dem Probeglase von kleinen Dimensionen ist, so erleidet es in seiner Bewegung in der Flüssigkeit mehr Hinderniſs als eine Kugel von gleichem Durchmesser, und es kann im Dichtigkeits-Gleichgewicht mit der umgebenden Flüssigkeit zu seyn scheinen, während es bei einem beträchtlicherem Oelvolum nicht mehr der Fall ist.

4. Sobald das alkoholische Gemisch, welches in einer groſsen Krystallflasche von gewöhnlicher Form enthalten seyn mag, auf diesem Punkt der Annäherung angelangt ist, handelt es sich darum, die Oelmasse hineinzubringen. Zu dem Ende bedient man sich wiederum jenes langhalsigen Trichters und steckt denselben bis zu einer gewissen Tiefe in die Flüssigkeit. Den Trichter auf dem Hals der Flasche ruhen lassend, gieſst man das Oel etwas langsam hinein. Hat das alkoholische Gemisch zufällig genau die richtigen Verhältnisse, so bildet das Oel am Ende des Trichterhalses eine Kugel, deren Volum allmälig zunimmt, so wie man mehr von ihm zugieſst. Hat die Kugel die beabsichtigte Gröſse erreicht, so zieht man den Hals des Trichters vorsichtig heraus; die daran haftende Kugel hebt sich mit ihm gegen die Oberfläche der Flüssigkeit, und das darin enthaltene Oel fügt sich dem vorhergehenden hinzu. Endlich, wenn die Kugel fast die Oberfläche des alkoholischen Gemisches erreicht hat, trennt man sie durch einen kleinen Stoſs vom Trich-

ter ab. Gewöhnlich aber hat das Gemenge nicht genau die verlangte Dichtigkeit. Dann sieht man insgemein sich successiv mehre Oelkugeln bilden, die sich eine nach der andern vom Trichterhals absondern, um entweder langsam zum Boden der Flasche zu sinken, oder sich an die Oberfläche des alkoholischen Gemisches zu begeben. In diesem Fall sucht man zuvörderst alle diese Kugeln zu einer einzigen zu vereinen, was folgendermaſsen sehr leicht geschieht. Man bringt in eine von ihnen das Ende eines Eisendrahts. Das Haften des Oels am Metall erlaubt dann, diese Kugel mit Leichtigkeit in der umgebenden Flüssigkeit herumzuführen und sie mit einer zweiten Kugel zu vereinen, und wenn man diese Operation fortsetzt, gelingt es zuletzt, sie alle zu vereinigen [1]). Je nachdem nun die Kugel am Boden oder an der Oberfläche der Flüssigkeit bleibt, fügt man ihr vorsichtig eine gewisse Quantität Wasser oder Alkohol hinzu; dann verstöpselt man die Flasche, kehrt sie langsam und so, daſs die Oelkugel sich nicht trennt, mehrmals um, bis die Vermischung wohl bewerkstelligt ist, was statt hat, wenn man beim Sehen durch die Flasche gegen ein Fenster keine Streifen mehr in der Flüssigkeit erblickt. Endlich wiederholt man dieselbe Operation so lange, bis die Oelkugel sich vollständig im Gleichgewicht in der umgebenden Flüssigkeit erhält.

5. Wenn man, wie ich voraussetzte, mit einer Flasche von gewöhnlicher Form, d. h. von cylindrischer Form, operirt, so erscheint die Oelmasse nicht genau als Kugel,

1) Um solchergestalt zwei Kugeln zu vereinigen, genügt es nicht, sie mit einander in Berührung zu bringen; sie können sich lange Zeit berühren, ohne zu einer einzigen zusammenzuflieſsen; man würde sagen, sie wären mit einem, ihrer Vereinigung sich widersetzenden Häutchen umgeben. Man muſs also das Ende des Metalldrahts auch in die zweite Kugel bringen, wie wenn man die Scheidewand durchbrechen wollte, die beide Massen trennt. Alsdann geschieht die Vereinigung sogleich. Ich werde in einem andern Theil dieser Abhandlung auf diese Erscheinungen zurückkommen.

sondern in horizontaler Richtung ausgedehnter. Dieſs ist aber nur eine optische Täuschung, indem die Flasche mit der darin enthaltenen Flüssigkeit als eine cylindrische Linse mit senkrechter Axe wirkt, welche die horizontalen Dimensionen der Gegenstände scheinbar vergröſsert.

Um diese Täuschung zu vermeiden, bediene man sich eines Gefäſses mit ebenen Wänden, gebildet aus Glasplatten, die durch einen metallenen Rahmen zusammengehalten werden (§. 8). Dann genieſst man auf vollständige Weise das sonderbare Schauspiel einer bedeutenden Flüssigkeitsmasse in Gestalt einer vollkommenen Kugel, gleichsam einen im Himmelsraume schwebenden Planeten nachahmend.

Man kann auch, und dieſs ist sogar einfacher und wohlfeiler, statt des obigen Gefäſses einen Glasballon anwenden. Freilich zeigt sich nun die Oelmasse nur dann in ihrer wahren Gestalt, wenn sie die Mitte des Ballons einnimmt; allein die scheinbare Entstaltung ist schwach, sobald die Kugel sich nicht weit aus der Mitte entfernt. Ein Gefäſs dieser Art ist für die meisten der im ersten Theil dieser Abhandlung beschriebenen Versuche sehr zweckmäſsig, eignet sich aber nicht für die, welche ich später kennen lehren werde.

6. Nachdem man nun durch das beschriebene Verfahren eine schöne, wohl schwebende Kugel von, wie ich annehmen will, sechs bis sieben Centimeter Durchmesser erhalten hat, wird man folgende Eigenthümlichkeiten beobachten.

Zuvörderst wird das anfangs wohl hergestellte Gleichgewicht bald von selbst aufhören, indem man nach einigen Minuten die Kugel ihren Platz verlassen und mit ungemeiner Langsamkeit in der umgebenden Flüssigkeit aufsteigen sieht. Fügt man etwas Alkohol hinzu, um das Gleichgewicht wieder herzustellen, und behandelt das Gemenge nach dem Verfahren im §. 4, so wird das Gleich-

gewicht nach einiger Zeit auf dieselbe Weise gestört seyn. Erst nachdem man es mehre Tage lang durch successive Zusätze kleiner Quantitäten Alkohol fortdauernd unterhalten hat, gelingt es endlich, ein bleibendes Gleichgewicht zu erlangen, welches nur gestört wird durch eine zufällige Ursache, von der wir im folgenden Paragraphen reden werden. Sinkt die Temperatur nicht unter 18° C., so sind dieſs die einzigen Erscheinungen, die man beobachtet; allein zuweilen, wenn die Temperatur unterhalb dieser Gränze bleibt, und immer, wenn sie unter 15° C. ist, zeigt sich eine andere Erscheinung, nämlich eine Abnahme der Durchsichtigkeit des Oels.

Diese Erscheinungen entspringen aus einer langsamen chemischen Action zwischen dem Oel und dem alkoholischen Gemisch. Die ersteren würden für die meisten der Versuche sehr unbequem seyn, allein glücklicherweise kann man sie beseitigen, indem es *offenbar* hinreicht, die beiden Flüssigkeiten erst dann anzuwenden, nachdem sie ihre Einwirkung auf einander vollständig ausgeübt haben. Das Oel und das alkoholische Gemisch sind dann gegen einander ganz wirkungslos. Uebrigens ist es leicht die beiden Flüssigkeiten in kurzer Zeit auf diesen relativen Neutralitätszustand zurückzuführen, wenn man sie, um das Oel zu zertheilen, mit einander schüttelt, dadurch die Wirkung beschleunigt, und sie nun durch ein zweckmäſsiges Verfahren trennt. Diese Operation erheischt einige Vorsichtsmaaſsregeln, die wir, um nicht den Gang der Abhandlung durch Details, die nicht unumgänglich sind, zu unterbrechen, im §. 24 auseinandersetzen werden.

7. Eine andere Ursache, welche das Gleichgewicht zwischen der Oelkugel und der umgebenden Flüssigkeit stört, sind die Temperaturänderungen; sie ändern die Gleichheit der beiden Dichtigkeiten, und man denkt sich kaum, wie weit die Empfindlichkeit eines solchen Systems in dieser Beziehung geht. Bringt man z. B. das Gefäſs

aus

aus einem Zimmer in ein anderes, wie wenig auch wärmeres oder kälteres, so beginnt die Kugel alsbald im ersten Fall zu sinken und im zweiten zu steigen. Man braucht sogar nur die Hände an das Gefäſs zu legen, um nach einigen Secunden zu sehen, daſs die Kugel zu sinken beginnt.

Gegen diese Temperaturwirkungen muſs man beständig auf seiner Hut seyn, weil sie Störungen in den Versuchen hervorbringen. Noch ein Beispiel davon aus eigner Erfahrung: Oel und alkoholisches Gemisch waren einzeln in Flaschen enthalten, und letzteres hielt einen sehr geringen Ueberschuſs von Alkohol. Nachdem ich zufällig diese beiden Flaschen aus dem Zimmer, worin sie sich befanden, in ein wärmeres gebracht hatte, fügte ich zunächst dem Gemisch eine gewisse Menge Oel hinzu, welche, vermöge des geringen Ueberschusses an Alkohol, langsam zu Boden sank. Kurze Zeit hernach goſs ich eine neue Quantität Oel hinein, und war erstaunt zu sehen, daſs diese sich dagegen zu dem oberen Theile des Gemenges begab. Der Grund dieser sonderbaren Verschiedenheit war folgender: Das in der einen Flasche enthaltene alkoholische Gemisch war an Menge sehr beträchtlich gegen das Oel in der andern. Im ersten Augenblick, da die Flüssigkeiten ihre Temperaturen noch nicht merklich geändert hatten, bewahrten sie unter einander dieselbe relative Dichtigkeit; allein nach ziemlich kurzer Zeit, da das Oel sich vermöge seines geringen Volums mehr erwärmt hatte als das alkoholische Gemisch, war es auch relativ leichter geworden. Die Wärme der Hand, mit der die Flasche Oel beim Eingieſsen gehalten wurde, hatte auch wohl zu diesem Effect beigetragen.

8. Gesetzt nun man habe eine schöne Oelkugel im permanenten Gleichgewicht mit der umgebenden Flüssigkeit und wolle sie anderen Kräften als die seiner eigenen Anziehung unterwerfen.

Es bietet sich zunächst die Idee dar, die Wirkung

der Schwungkraft zu versuchen. Zu dem Ende muſs man der Oelkugel eine Rotationsbewegung um einen ihrer Durchmesser einprägen, und dieſs gelingt, wenn man eine kleine Metallscheibe, die winkelrecht auf einer Axe steckt, in die Kugel schiebt und zum Rotiren bringt. Vermöge seiner Adhärenz zur Scheibe wird das Oel mit fortgezogen und die gesammte Flüssigkeit in Rotationsbewegung versetzt.

Bevor ich die Effecte dieser Bewegung auseinandersetze, will ich den von mir angewandten Apparat beschreiben, mittelst dessen alle Versuche vollkommen und sehr leicht gelingen. Er ist abgebildet in Fig. 11, Taf. II[1]). Das Gefäſs besteht aus ebenen rechteckigen Glasplatten, die einem eisernen Rahmen eingekittet sind; es ist in den Seiten 25 Centim. breit und 20 hoch. Die kleine Scheibe nebst ihrer Axe sind gleichfalls von Eisen, weil dieſs Metall das Oel bei längerem Contact nicht verunreinigt, wie es das Kupfer thun würde. Der Durchmesser der Scheibe beträgt etwa 35 Millimeter, und der ihrer Axe ungefähr 1,5. Die Axe geht mit ihrem unteren Ende in ein Loch, welches mitten in der den Boden des Kastens bildenden Glasscheibe befindlich, und unten durch ein angekittetes Eisenscheibchen verschlossen ist. Oben wird die Axe verlängert durch einen angeschraubten dickeren Eisendraht, welcher mit sanfter Reibung durch ein weiterhin beschriebenes Stück geht und am Ende die Handhabe trägt, mittelst welcher man die Scheibe zum Rotiren bringt. Wenn Alles in Ordnung ist, muſs sich die Scheibe in der halben Höhe des Gefäſses befinden. Die quadratische Glasplatte, die das Gefäſs oben verschlieſst, hat zwei Oeffnungen, jede versehen mit einer eisernen Dille, die durch einen eisernen Stöpsel verschlossen wird. Die eine dieser Oeffnungen befindet sich in der Mitte der Platte, und ihr Durchmesser beträgt 55 Millimeter. Durch

1) Die dem ersten Heft dieses Bandes beigegeben ist.

P.

den sie verschlieſsenden Stöpsel geht mit sanfter Reibung der Stiel, der einerseits die Axe der Scheibe und andrerseits die Handhabe aufnimmt (Fig. 12, Taf. II). Die andere Oeffnung ist kleiner und befindet sich nahe einer Ecke der Platte. Sie dient zur Hineinbringung sowohl des Metalldrahts, mittelst dessen man die partiellen Oelmassen vereinigt, als auch neuer Portionen Alkohols oder des Gemisches von anderer Dichte (§. 9), sobald man diese Operationen ausführen muſs, ohne die Scheibe von ihrer Stelle zu nehmen. Endlich ist die Deckplatte in einen eisernen Rahmen gekittet, welcher sie vertical rundherum umgiebt, so daſs er auf das Gefäſs wie ein Deckel auf eine Schachtel paſst. Die oberen Ränder der Seitenplatten des Gefäſses sind vor ihrer Einsetzung in den Rahmen zusammen abgeschliffen, so daſs die Deckplatte genau an sie anschlieſst; es reicht hin, diese Ränder und die eisernen Stöpsel mit etwas Oel einzureiben, um das Gefäſs, wenn Deckplatte und Stöpsel aufgesetzt sind, als verschlossen, und die Verdampfung des Alkohols aus dem Gemische hindernd, ansehen zu können.

Bei meinem Apparat sind die Glasplatten mittelst eines harzigen Kitts in dem Metallrahmen befestigt; allein dieser Kitt wird von dem alkoholischen Gemisch etwas angegriffen. Es würde daher wohl besser seyn, Glaserkitt anzuwenden, denn dieser wird wahrscheinlich nicht angegriffen werden, da das alkoholische Gemisch so bereitet ist, daſs es nicht mehr auf Oel wirkt (§§. 6 und 24). Uebrigens hält der Harzkitt so gut, daſs ich die alkoholische Flüssigkeit ganze Monate lang in dem Gefäſse stehen lassen konnte.

Der eben beschriebene Apparat ist der zweckmäſsigste, um die Erscheinungen, welche Gegenstand dieser Arbeit sind, in ihrer ganzen Schönheit zu erhalten; aber, wie schon gesagt, könnte man auch mit weniger Kosten und ohne groſsen Nachtheil einen Glasballon von etwas bedeutenden Dimensionen anwenden, wenigstens für die

Versuche, welche im ersten Theil dieser Abhandlung vorkommen. Der Ballon müſste zwei Tubulaturen haben, die eine zur Einbringung des Scheibensystems, die andere zu gleichem Zweck wie die zweite Oeffnung des Glaskastens. In dem Folgenden werde ich jedoch immer voraussetzen, daſs man das vorhin beschriebene Gefäſs mit ebenen Wänden gebrauche.

9. Nach gehöriger Aufstellung des Apparats handelt es sich nun darum, die Scheibe so von der Oelkugel umgeben zu lassen, daſs die Mittelpunkte beider so gut wie zusammenfallen. Um dieſs zu erreichen, versucht man zunächst, vor Einsteckung der Scheibe in das Gefäſs, den Mittelpunkt der Kugel dahin zu bringen, daſs er sich in der Höhe erhalte, welche der Mittelpunkt der Scheibe haben muſs. Dieſs zu erlangen ist ungemein schwierig, sobald die Kugel, wie wir bisher voraussetzten, in einer alkoholischen Flüssigkeit von genau gleicher Dichte schwebt, da dann kein Grund vorhanden ist, weshalb sie sich nicht höher oder niedriger halte; und selbst wenn der Zufall sie genau in die gewünschte Höhe gebracht hätte, würden die Bewegungen, welche das Einstecken der Scheibe veranlaſst, sehr wahrscheinlich diese Höhe ändern. Man muſs daher ein sichereres Verfahren anwenden; nachstehendes gelingt vollkommen. Man macht es anfänglich, daſs die alkoholische Flüssigkeit einen kleinen Ueberschuſs an Alkohol enthält. Man versieht das Gefäſs mit seinem Deckel, zieht den Stöpsel von der mittleren Oeffnung ab und gieſst durch diese das Gemisch hinein, in solcher Menge, daſs das Gefäſs nicht ganz gefüllt werde. Hierauf setzt man vorsichtig ein gewisses Quantum eines Gemisches hinzu, das weniger Alkohol enthält, nur 16° B. zeigt; vermöge seiner gröſseren Dichte sinkt dieſs unter, und breitet sich auf dem Boden des Gefäſses zu einer horizontalen Schicht aus. Nun bringt man das Oel hinein, welches, wegen des kleinen Ueberschusses an Alkohol in dem oberen Gemisch,

durch dieses hinabsinkt und sich, entweder in einer einzigen Masse oder in mehren kleinen (§. 4), auf die dichtere Schicht des unteren Gemisches legt. Ist dieſs erfolgt und sind mehre Oelkugeln da, so vereinigt man erst diese zu einer einzigen, rührt dann die Flüssigkeit mit einem Glasstabe vorsichtig um, so daſs sich die untere Schicht unvollständig mit den oberen mische, ohne jedoch die Oelmasse zu zertheilen, und läſst hierauf das Ganze stehen. Wie ersichtlich, entspringt daraus in der alkoholischen Flüssigkeit ein Dichtigkeitszustand, wachsend von den oberen weniger als das Oel dichten Schichten zu den unteren, die dichter als dasselbe sind, und folglich wird die Oelmasse sich in einer gewissen Schicht, deren Dichte der ihrigen gleich ist, im stabilen Gleichgewicht halten. Vollzieht man nun diese Operation mit gehöriger Vorsicht, d. h. unter sehr geringem Bewegen der Flüssigkeit, läſst sie dann stehen, um das erfolgende Resultat zu beobachten, beginnt wieder zu bewegen, läſst abermals stehen, und so fort, fügt endlich, wenn's nöthig ist, je nach den Umständen, entweder ein wenig vom 16grädigen Gemisch oder von reinem Alkohol hinzu, so kommt man leicht dahin, daſs sich die Oelmasse genau in der verlangten Höhe hält und zwar, wie wir gesehen, was die Verticale betrifft, in einer stabilen Lage [1]). Freilich kann dann in mathematischer Strenge die Oelmasse keine Kugel mehr darstellen; sie muſs in senkrechter Richtung ein wenig abgeplattet seyn, allein wenn man so operirt, daſs der Anwuchs der Dichtigkeiten in der Höhe, wo sich das Oel aufhält, sehr schwach ist, und das erreicht man durch zweckmäſsige Proben sehr

1) Die solchergestalt superponirten Flüssigkeitsschichten streben zwar schon von selbst sich zu vermischen, allein da sie in Ordnung ihrer Dichtigkeit liegen, so geschicht diese freiwillige Vermischung nur äuſserst langsam, und es bedarf vieler Tage, ehe die Flüssigkeit homogen wird. Es entspringt also daraus kein Nachtheil für die Versuche.

leicht, so ist die erwähnte Abplattung für das Auge unmerklich und die Masse scheint vollkommen kugelrund.

Für die Versuche, welche wir zu beschreiben haben, ist es am zweckmäſsigsten, der Oelkugel einen Durchmesser von 6 Centimet. zu geben. Dieſs gelingt leicht, wenn man zuvörderst eine kleinere Kugel bildet und dann successiv neue Portionen Oel hinzusetzt, die man mit der ersten vereinigt.

Es handelt sich nun darum, die Scheibe anzubringen. Nachdem dieselbe mittelst ihrer Axe an den durch den Metallstöpsel gehenden Stiel befestigt worden (§. 8), benäſst man sie, wie die Axe, zuvörderst mit Oel, steckt sie darauf langsam in die alkoholische Flüssigkeit und läſst sie dann mit ihrer Schneide in die Oelkugel eintreten. Da sie zuvor mit dieser Flüssigkeit benäſst worden, so legt sich die Kugel ohne Schwierigkeit an, und, was merkwürdig ist, sie stellt sich von selbst nach und nach so, daſs die Axe der Scheibe sie in einem Durchmesser schneidet. Dieſs entspringt offenbar aus der attractiven Wirkung dieser Axe oder vielmehr der sie benässenden Oelschicht, eine Wirkung, die sich symmetrisch rings um sie auszuüben strebt, und somit die Kugel gänzlich in eine symmetrische Stellung gegen die Axe bringt. Nun sieht man, daſs, da der Mittelpunkt der Kugel einerseits, wegen der Superposition der alkoholischen Schichten von ungleicher Dichte, in der Höhe des der Scheibe zu bleiben sucht, und andrerseits sich, wegen Symmetrie der von der Axe auf das Oel ausgeübten attractiven Wirkungen, in die Axe der Scheibe zu stellen strebt, die Centra der Kugel und der Scheibe zusammenfallen, und somit in einer stabilen Lage bleiben werden. Nur wird die Kugel, wegen Anziehung der Axe der Scheibe, in senkrechter Richtung schwach verlängert seyn, aber diese Verlängerung bedeutet wenig, wenn die Kugel, wie wir voraussetzten, einen Durchmesser von 6 Centimetern hat.

10. Nachdem die Oelkugel sonach zweckmäſsig ge-

stellt ist, dreht man langsam die Handhabe. Man sieht alsdann *die Kugel an den Polen sich abplatten und an ihrem Aequator aufschwellen*, und man verwirklicht somit im Kleinen, was, wie man annimmt, bei den Planeten stattgefunden hat.

Wiewohl nun die Resultate bei den groſsen Planetenmassen und unseren kleinen Oelmassen von gleicher Natur sind, so darf ich doch die Bemerkung nicht unterdrücken, daſs zwischen den Kräften, die in beiden Fällen thätig sind, ein wesentlicher Unterschied vorhanden ist. In dem ersten ist die Kraft, welche den groſsen Planetenmassen eine Kugelgestalt zu geben sucht, und welcher die Schwungkraft entgegenwirkt, die allgemeine Attraction; im zweiten ist die Kraft, welche gegen die kleine Oelmasse dieselbe Rolle spielt, die Molecular-Attraction, die anderen Gesetzen folgt. Allein da in beiden Fällen die Gesammtheit der Wirkungen auf einen Kampf gegen die Schwungkraft zurückkommt und eine andere Kraft die Kugelgestalt der flüssigen Masse zu unterhalten trachtet, so begreift man, daſs die Resultate, was die von der Masse anzunehmende Figur betrifft, analog, wenn nicht identisch seyn müssen.

Um das Phänomen, mit dem wir uns beschäftigen, in seiner ganzen Schönheit zu beobachten, muſs man anfangs der Handhabe eine sehr geringe Geschwindigkeit geben, etwa einen Umgang in 5 bis 6 Secunden. Die Wirkungen sind dann schon sehr hervortretend. Wendet man dann eine gröſsere Geschwindigkeit an, etwa einen Umlauf in 4 Secunden, so werden die Abplattung an den Polen und das Aufschwellen am Aequator bedeutender, und noch mehr steigern sich beide, wenn man die Geschwindigkeit der Handhabe bis zu einem Umlauf in 3 Secunden erhöht. Ehe wir weiter gehen, wollen wir bemerken, daſs man bei diesen Versuchen die Drehung der Handhabe nicht zu lange fortsetzen darf, weil die Oelmasse, welche in den ersten Momenten genau eine

Rotationsfigur zeigt, zuletzt diese Gestalt verliert. Man muſs also bei jedem neuen Versuch das System zur Ruhe kommen lassen. Das Oel nimmt dann seine Kugelgestalt wieder an und stellt sich langsam wieder in die gehörige Lage. Die Entstaltungen, welche eintreten, wenn man die Scheibe zu lange dreht, geben zu eigenthümlichen Erscheinungen Anlaſs, die nicht ohne Interesse sind. Ich werde weiterhin (§. 22) von ihnen sprechen.

11. Wenn man nun, statt die Handhabe langsam zu drehen, ihr eine beträchtliche Geschwindigkeit giebt, z. B. 2 bis 3 Umläufe in der Secunde, so treten neue und recht sonderbare Phänomene auf. Die flüssige Kugel nimmt anfangs rasch das Maximum ihrer Abplattung an, dann wird sie, rings um die Axe, von unten und oben hohl, und dehnt sich dabei immer mehr in horizontaler Richtung aus; endlich verläſst sie die Scheibe und *verwandelt sich in einen vollkommen regelmäſsigen Ring* (Fig. 13, Taf. II).

Dieser Ring ist seiner Dicke nach abgerundet und scheint einen Kreis zur erzeugenden Fläche zu haben. Im Moment seiner Bildung vergröſsert er rasch seinen Durchmesser bis zu einer gewissen Gränze; sobald er diese erreicht hat, muſs man mit dem Drehen der Scheibe einhalten. Der Ring erhält sich dann einige Secunden in demselben Zustand; dann schwächt der Widerstand der umgebenden Flüssigkeit seine Rotationsbewegung, er kehrt zu sich selbst zurück und verwandelt sich abermals in eine Kugel rings um die Scheibe und ihre Axe.

Die zweckmäſsigste Geschwindigkeit der Handhabe zur Hervorbringung eines schönen Ringes ist ungefähr drei Umläufe in der Secunde. Der damit erhaltene Ring hat einen mittleren Durchmesser von 9 bis 10 Centimetern.

12. Sobald im Augenblick der Bildung des Ringes die Oelmasse, aus der er besteht, sich von der Scheibe entfernt, bemerkt man einen recht sonderbaren Umstand.

Der Ring bleibt vereinigt mit der Scheibe durch ein äuſserst dünnes Oelhäutchen, welches den ganzen Raum zwischen beiden einnimmt. Allein im Augenblick, wo man, da der Ring seine gröſste Entwicklung erreicht hat, mit dem Drehen der Scheibe aufhört, zerreiſst und verschwindet dieſs Häutchen von selbst, und der Ring bleibt von nun an vollkommen abgetrennt.

Begreiflicherweise ist dieſs Häutchen kein wesentlicher Umstand für das Phänomen der Ringbildung, und wir werden in einem anderen Theil dieser Abhandlung sehen, daſs es wahrscheinlich einer ganz anderen Ordnung von Thatsachen angehört.

13. Der Himmel zeigt uns einen Körper von analoger Form wie unser flüssiger Ring: ich meine den Ring des Saturns. Zwar ist dieser abgeplattet, während unser, seiner Dicke nach, ganz gerundet ist; allein ich glaube nicht, daſs diese Verschiedenheit so groſs sey als sie anfänglich erscheint.

Die Schwungkraft nämlich, die von dem innern Umfang des Oelringes bis zu seinem äuſsern zunimmt, muſs nothwendig dahin streben, diesen Ring im Sinne seiner Breite auszuziehen, oder, anders gesagt, abzuplatten. Aber diese Abplattung kann nur sehr unbedeutend seyn; denn wegen der geringen Dimensionen des Ringes und der langsamen Winkelbewegung muſs die Art von Zug, welcher aus der Verschiedenheit der Schwungkraft entspringt, sehr gering seyn in Vergleich zu den Kräften der Molecular-Attraction.

14. Wir können also, scheint mir, füglich annehmen, daſs unser Oelring wirklich ein wenig abgeplattet sey, und daſs er folglich, was die allgemeine Form betrifft, sich nur durch einen geringeren Grad der Abplattung vom Saturnsring unterscheide [1]). Ueberdieſs ist in dem

1) Ich sehe hier ab von der Theilung des Saturnringes. Diese Unterabtheilung ist bekanntlich nicht wesentlich verknüpft mit den Bedingungen zum Gleichgewicht des Ringes.

System des Saturns die Abplattung des Ringes zum Theil bedingt durch die Anziehung des centralen Planeten. Nun ist der Oelring im ersten Moment seiner Bildung einer eigenthümlichen Kraft unterworfen, die eine ähnliche Rolle spielt wie die eben erwähnte Anziehung. Diese Anziehung wirkt nämlich mit gröſster Intensität auf den inneren Umfang des Saturnringes, und nimmt von da nach dem Rest dieses Körpers rasch ab. Nun haben wir gesehen, daſs der Oelring im ersten Moment seiner Bildung durch ein dünnes Oelhäutchen mit der Scheibe verknüpft bleibt (§. 12), und man kann sich überzeugen, daſs dieſs Häutchen auf den innern Umfang des Ringes eine ziemlich beträchtliche Zugkraft ausübt. Denn wenn man mit dem Drehen der Scheibe etwas zu früh einhält, d. h. ein wenig früher als der Ring das Maximum seines Durchmessers erreicht, reiſst das Oelhäutchen nicht, und der Ring kehrt in sich selbst mit viel gröſserer Geschwindigkeit zurück, als wenn das Häutchen schon gerissen und der Ring isolirt ist. Der Zug, welchen das Oelhäutchen auf den inneren Umfang des Ringes ausübt, muſs also einen analogen Effect hervorbringen wie die Anziehung des Saturns, d. h. muſs zur Vergröſserung der Abplattung beitragen. Und wirklich zeigt der Oelring vor dem Reiſsen des Häutchens eine sehr ausgesprochene Abplattung. Um sie vollständig zu erhalten, muſs man dafür sorgen, daſs die Kugel, vor Beginn des Versuchs, wohl centrirt sey in Bezug auf die Scheibe, und es ist vortheilhaft der Scheibe eine etwas geringere Geschwindigkeit zu geben als im §. 11 angegeben worden; die zweckmäſsigste scheint mir etwa zwei Umläufe in der Secunde zu seyn. Sobald das Oelhäutchen reiſst, verschwindet die Abplattung und der erzeugende Querschnitt wird, wie wir gesehen, beinahe kreisrund [1]).

1) Ich hatte es für möglich gehalten, isolirte und bedeutend abgeplattete Ringe zu bekommen, wenn man mit beträchtlicheren Oelmassen operirte; denn da alsdann der Ring ein groſses Volum hat, muſs der

15. Die Mathematiker, welche mit der Gleichgewichtsfigur einer rotirenden flüssigen Masse beschäftigt gewesen sind, haben nur den Fall betrachtet, wo die Anziehung, welche der Schwungkraft entgegenwirkt, die allgemeine Gravitation ist, und sie haben bewiesen, daſs dann ellipsoidische Figuren diesem Gleichgewicht Genüge leisten. Darf man aber daraus schlieſsen, daſs die durch die Rotation unserer Oelmassen hervorgerufene Ringform aus dem davon verschiedenen Gesetze der Molecular-Attraction entspringe (§. 10), und daſs bei den Himmelskörpern die Gestalt eines isolirten Ringes nicht allein aus der Combination der Centrifugalkraft mit den gegenseitigen Anziehungen der verschiedenen Theile der Masse

Einfluſs der Molecular-Attraction geringer seyn. Allein ich fand, daſs man, um mit groſsen Massen einen regelmäſsigen Ring zu erhalten, eine schwächere Rotationsgeschwindigkeit anwenden muſste, so daſs also, wenn der Einfluſs der Molecular-Attraction vermindert war, die Centrifugalkraft es gleichfalls seyn muſste. Die Abplattung wurde also nicht beträchtlicher, oder wenn ich dieſs bisweilen zu beobachten glaubte, konnte ich es nicht nach Belieben hervorbringen. Ich operirte solchergestalt successiv mit Kugeln von 10, 11, 12 und 14 Centimetern Durchmesser und mit Scheiben von 7 bis 9 Centimetern Durchmesser, in einem Gefäſse mit ebenen Wänden, dessen quadratischer Boden 33 Centim. in Seite, und dessen Höhe 25 Centim. betrug. Uebrigens sind die Effecte, die man erlangt, sehr schön; die Ringe sind vortrefflich, haben einen bedeutenden Durchmesser und halten sich bisweilen 8 bis 10 Secunden, ehe sie in sich zurückflieſsen. Mit einer Kugel von 10 Centim. Durchmesser, einer Scheibe von 7, und einer Geschwindigkeit von einem Umlauf in etwas mehr als einer Secunde, erhält man sehr schön und deutlich die aus dem Zug des Oelhäutchens entspringende Abplattung. Allein diese Versuche sind, wegen Gröſse der Gefäſse und Masse der erforderlichen Flüssigkeit, sehr unbequem und schwierig.

Man begreift übrigens, weshalb eine beträchtlichere Oelmasse zur Bildung eines regelmäſsigen Ringes eine geringere Rotationsgeschwindigkeit erfordert, nämlich deshalb, weil die Molecular-Attraction weniger Einfluſs hat, woraus folgt, daſs wenn man dieselbe Rotationsgeschwindigkeit, welche mit einer geringeren Oelmenge einen schönen Ring gäbe, anwenden wollte, die Masse sich trennen und in Tröpfchen zerstreuen würde.

entstehen könne? Ich glaube es nicht, halte es vielmehr für sehr wahrscheinlich, daſs wenn der Calcül dieſs groſse Problem zu lösen verstände und direct alle möglichen Gleichgewichtsfiguren bestimmen könnte, die Ringform darin begriffen seyn würde. Da diese allgemeine und directe Lösung sehr groſse Schwierigkeiten darbietet, so haben die Mathematiker sich begnügt zu versuchen, ob ellipsoidische Figuren dem Gleichgewicht genügen, und zu beweisen, daſs sie in der That genügen; allein sie lassen im Zweifel, ob andere Figuren dieselben Bedingungen erfüllen würden. Zwar scheint Hr. Liouville in seinen letzten Untersuchungen über diesen Gegenstand auf den ersten Blick die Aufgabe beinahe gelöst zu haben, indem er die Betrachtung der Stabilität der Gleichgewichtsfigur einführt, und indem er zeigt, daſs für jeden Werth des Rotationsmoments, oder anders gesagt, für irgend eine Anfangsbewegung der Masse, es immer eine ellipsoidische Figur giebt, sey es ein Umdrehungsellipsoid oder ein dreiaxiges Ellipsoid, welche eine stabile Gleichgewichtsfigur darbietet. In der That scheint er natürlich anzunehmen, daſs es, für eine gegebene Erschütterung einer flüssigen Masse, nur einen einzigen zulässigen Endzustand gebe, und in diesem Fall muſs dieser Zustand nothwendig ein stabiler seyn. Indeſs glaube ich nicht, daſs der Schluſs, den man aus diesen Resultaten ziehen kann, so allgemein sey, als er auf den ersten Blick erscheint. Ohne Zweifel giebt es für eine gegebene ursprüngliche Erschütterung nur einen einzigen möglichen Endzustand, und dieser muſs stabil seyn; allein die Bedingung zur Stabilität einer gefundenen Gleichgewichtsfigur führt nicht nothwendig die Folgerung mit sich, daſs diese Figur den in Rede stehenden Endzustand constituire; denn es könnte wohl seyn, daſs mehre, einer und derselben ursprünglichen Erschütterung entsprechende Gleichgewichtsfiguren ebenfalls stabil wären, und daſs die Wahl der Masse für eine dieser Figuren durch andere

Umstände bedingt würde, z. B. durch die Modificationen, die ihre Bewegung in den ersten Momenten der Rotation erleidet. Durch Prüfung dieser Modificationen, auf welche die Aufmerksamkeit der Mathematiker nicht gèrichtet war, will ich versuchen die Entstehungsweise der ringförmigen Gestalten zu entwickeln.

16. Wenn eine Masse anfängt, um sich selbst zu rotiren, so ist nothwendig die Winkelgeschwindigkeit der Portionen, die, von der Centrifugalkraft fortgeführt, sich von der Axe entfernen, eine abnehmende. Diese Abnahme ist besonders am Aequator der Masse ausgesprochen, und sie ist desto beträchtlicher als die anfängliche Rotationsbewegung rascher ist. Daraus folgt, daſs in den ersten Zeiten einer hinreichend raschen Rotation, ein groſser Unterschied in der Winkelgeschwindigkeit zwischen den der Axe benachbarten und den dem Aequator nahen Portionen vorhanden seyn wird. Wenn man indeſs für einen Moment annimmt, daſs vermöge der Adhärenz der Flüssigkeit zu sich selbst und der Reibung ihrer verschiedenen Theile, die am schnellsten rotirenden Portionen einen Theil ihrer Geschwindigkeit nach und nach den andern mittheilen, so daſs daraus zuletzt eine mittlere, demselben Rotationsmoment entsprechende und in allen Punkten der Masse gleiche Winkelgeschwindigkeit entspringt, so wird die Masse eine ellipsoidische Gestalt annehmen können. Allein ehe die schwachen Kräfte, von denen wir eben sprechen, dieſs mittlere Resultat herbeiführen können, wird nothwendig eine andere Ordnung von Erscheinungen auftreten müssen, welche die Entwicklung der ellipsoidischen Figur verhindert und die Entstehung einer ringförmigen veranlaſst [1]).

In der That folgt nothwendig aus den vorstehenden Betrachtungen, daſs in den ersten Zeiten einer hinreichend

1) Hrn. Liouville's Abhandlung wurde der Pariser Academie am 13. Febr. 1843 mitgetheilt. Ein Auszug davon findet sich im *L'Institut No.* 477.

raschen Rotation die Schwungkraft am Aequator der Masse weit geringer seyn muſs als die, welche der obigen mittleren Geschwindigkeit entspräche, und daſs dagegen die Schwungkraft der der Axe benachbarten Portionen weit gröſser seyn wird, als die, welche derselben mittleren Geschwindigkeit zukäme. Die Flüssigkeit in der Nähe der Axe wird also gegen die Flüssigkeit des Aequators getrieben, und daraus entspringt nothwendig die Bildung einer Art von mehr oder weniger hervortretendem Wulste. Mit anderen Worten, die Masse wird sich bald in ihrer Mitte aushöhlen und ringsherum anschwellen. Sobald aber diese Erscheinung eintritt, begreift man, daſs die Anziehung dieses Wulstes auf die rings um die Axe gebliebene Masse sich der Wirkung der Schwungkraft hinzufügen und zur Volumsvergröſserung des Wulstes auf Kosten der Flüssigkeit in der Mitte beitragen muſs. Dieſs kann denn offenbar den Erfolg haben, daſs *alle* Flüssigkeit die Axe verläſst und sich zum Wulste begiebt, der dann auf diese Weise ein wahrer Ring wird.

Diese Entstehung der Ringgestalten wäre unabhängig von dem Gesetze, welches die Attraction befolgt, wäre folglich dieselbe bei der allgemeinen Gravitation und bei der Molecular-Attraction.

17. Es ist leicht, diese Entstehungsweise an unserer Oelmasse nachzuweisen, oder wenigstens sich zu versichern, daſs während der Bildung des Wulstes und des Ringes die Winkelgeschwindigkeit am Aequator der Masse weit kleiner ist als gegen die Axe. Zu dem Ende bemerke ich zuvor, daſs wenn eine und dieselbe Oelmasse zu einer groſsen Zahl von Versuchen gedient hat, und sie mehrmals zertheilt und wieder zu Einer Kugel oder Einem Ringe vereinigt worden ist, sie immer in ihrem Innern eine Menge von Bläschen der alkoholischen Flüssigkeit einschlieſst, welche von dem sie umgebenden Oele fortgerissen werden und die Bewegungen der verschiedenen Punkte der Masse vollkommen beobachtbar machen.

Wenn man nun die beschriebenen Versuche mit einer solchen, mit alkoholischen Bläschen erfüllten Oelmasse anstellt, beobachtet man Folgendes: So lange man der Scheibe nur schwache Geschwindigkeiten ertheilt, um eine bloſse Abplattung hervorzurufen, herrscht in der Winkelgeschwindigkeit kein groſser Unterschied zwischen den der Axe und den dem Aequator nahen Portionen; allein dieser Unterschied wird sehr beträchtlich, sobald man die Scheibe rascher dreht und Wulst und Ring sich entfalten.

Mittelst der alkoholischen Blasen kann man auch nachweisen, daſs in dem einmal gebildeten Ringe sich die mittlere Winkelgeschwindigkeit eingestellt hat, mithin alle Punkte desselben alsdann ihre Umläufe in gleicher Zeit vollenden.

Uebrigens giebt es bei unseren Versuchen mit den Oelmassen zwei fremdartige Kräfte, welche den schon bezeichneten Ursachen hinzutreten, um die Entwicklung des Wulstes und des Ringes zu erleichtern. Die eine ist der Widerstand der umgebenden Flüssigkeit, welche zur Schwächung der Winkelgeschwindigkeit am Aequator der Masse beiträgt; die andere ist die Wirkung der Hand, welche die Rotationsgeschwindigkeit der Scheibe unterhält und mithin die centralen Theile der Masse verhindert allmälig an der Verlangsamung der aequatorialen Portionen Theil zu nehmen. Was indeſs diese beiden fremden Kräfte bewirken, das würde, wenn man sie annulliren könnte, eine gröſsere Anfangsgeschwindigkeit ebenfalls ausrichten.

18. Wenn man sich begnügt, durch eine mäſsige Geschwindigkeit der Scheibe bloſs eine Abplattung der Masse hervorzubringen, so wird diese durch die beiden eben erwähnten fremdartigen Kräfte nothwendig verhindert, in allen ihren Punkten eine gleiche Winkelgeschwindigkeit anzunehmen, selbst wenn man mit dem Drehen der Scheibe fortfährt. Daraus folgt, daſs die Masse nicht genau die Gestalt annehmen kann, welche dieser Gleichheit in der

Winkelgeschwindigkeit entsprechen würde. Die, welche sie annimmt, ist eine Umdrehungsgestalt, allein wenn man das Auge in die Höhe des Mittelpunkts der Masse bringt, erkennt man leicht, daſs es kein Ellipsoid ist: die Krümmung am Aequator ist zu groſs, und dieſs bemerkt man desto mehr, je bedeutender die Abplattung ist.

Ist nun dieser Unterschied zwischen der so erzeugten Figur und der, welcher der allgemeinen Gravitation entsprechen würde, alleinig das Resultat der Wirkung der beiden erwähnten fremdartigen Kräfte, oder hat er vielmehr die Verschiedenheit der Gesetze beider Attractionen zur Ursache? Mit anderen Worten, wenn man die Unterschiede in der Winkelgeschwindigkeit der verschiedenen Portionen der Oelmasse eliminiren oder unmerklich machen könnte, würde die entstehende Figur ein Ellipsoid seyn oder nicht? Unmerklich würde man diese Unterschiede in der Winkelgeschwindigkeit machen, wenn man einer Oelmasse, die ohne inneres System isolirt in der alkoholischen Flüssigkeit schwebte, eine Rotationsbewegung einprägen und sie dann sich selbst überlassen könnte. Zwar würde dann der Widerstand der umgebenden Flüssigkeit von auſsen auf die Masse einwirken; allein da nichts die Constanz der Geschwindigkeit der centralen Theile unterhält, so werden diese, vermöge der starken Adhärenz des Oels zu sich selbst, sogleich theilnehmen an der Verlangsamung der äuſsern Portionen, und man würde die Masse, als in jedem Augenblick überall eine gleiche Winkelgeschwindigkeit besitzend, ansehen können.

Nun ist es leicht das Vorhergehende zu verwirklichen, wenn man die Thatsache benutzt, daſs der Oelring einige Zeit nach seiner Bildung in sich zurückflieſst (§. 11). Im Augenblick, da der Ring fertig ist und man die Scheibe anhält, ziehe man diese mittelst des Metallstöpsels, der ihre Axe trägt, vorsichtig in die Höhe. Die Oelmasse, die sich durch Zusammenflieſsen des Ringes gebildet hat, fährt dann fort noch einige Zeit zu rotiren, vollkommen

iso-

isolirt in der umgebenden Flüssigkeit. Ihre Gestalt ist nun, so weit es das Auge beurtheilen kann, ein vollkommenes Umdrehungs-Ellipsoid, welches sich allmälig der Kugel nähert, in dem Maaſse als die Rotationsbewegung schwächer wird [1]).

1) Ich hatte geglaubt, eine isolirt rotirende Masse auf eine andere Weise erhalten zu können, nämlich dadurch, daſs ich mitten in einer cylindrischen, um ihre Axe drehbaren Flasche eine Oelkugel bildete, dann diese Flasche rasch drehte, so lange bis sämmtliche Flüssigkeit darin, die Alkoholmischung und die Oelmasse, die nämliche Bewegung angenommen hatte, und nun die Flasche plötzlich anhielt. In der That scheint es, daſs dann, da die alkoholische Flüssigkeit durch Reibung an den stillstehenden Wänden der Flasche zuerst ihre Bewegung verliert, ein Moment eintreten müsse, wo die Oelmasse noch einen Ueberschuſs von Winkelgeschwindigkeit über die umgebende Flüssigkeit behält, und daſs nun die Wirkungen der Schwungkraft auf diese Masse sich äuſsern können. Allein der Versuch giebt kein rechtes Resultat. Zuvörderst ist es äuſserst schwierig, eine Oelmasse in der Mitte der Flasche zu halten. Man hält sie wohl leidlich in der Axe derselben, weil, wenn es gelungen ist sie mit ihrem Mittelpunkt ziemlich nahe dieser Axe zu bringen, die Rotation der umgebenden Flüssigkeit sie vollends dahin bringt und alsdann ziemlich gut darin erhält. Aber dem ist nicht so in Richtung der Höhe der Flasche. Bedient man sich eines homogenen alkoholischen Gemisches, und befindet sich die Oelkugel, ehe man die Flasche dreht, etwas über oder unter der Mitte dieser, so verläſst sie ihren Platz beim Drehen der Flasche, um, im ersten Fall, zu steigen, oder, im zweiten, zu sinken, bis sie gegen eine der Grundflächen der Flasche zerstiebt. Diese Erscheinung, glaube ich, rührt davon her, daſs die beiden Grundflächen auf die sie berührenden Schichten eine bewegende Kraft ausüben, die gröſser ist als die, welcher die parallelen Schichten im Innern der Masse ausgesetzt sind, und daſs daraus an diesen Grundflächen zu Anfang der Rotation ein Ueberschuſs von Schwungkraft entsteht, welcher die der Axe benachbarte Flüssigkeit nach oben und nach unten zieht. Man muſs also suchen, die Oelkugel in eine der Mitte der Höhe der Flasche sehr nahe Lage zu bringen. Unglücklicherweise kann man dazu nicht das Mittel der Superposition alkoholischer Schichten von ungleicher Dichte anwenden (§. 9); denn dann würden, bei Rotation der Flasche, die unteren dichteren Schichten nothwendig durch den Ueberschuſs an Schwungkraft, der aus ihrem Dichtigkeitsüberschuſs entspringt, sich gegen die Wände erheben, und die weniger dichten Schichten zwingen sich in

Mithin scheint die Verschiedenheit der Gesetze, welche beide Attractionen befolgen, keinen Einfluſs zu haben auf die Natur der Gestalt, welche die um sich selbst rotirende Masse annimmt.

die Axe zu begeben; und bei dieser Bewegung würde die Oelmasse nach unten gezogen werden, und ebenfalls an dem Boden der Flasche zerstieben.

Bei Anwendung eines homogenen Alkoholgemisches und einer Oelkugel, die nur etwa 3 Centim. im Durchmesser hatte, ist es mir mehrmals geglückt, dieser Oelkugel eine ziemlich richtige Lage in der Flasche zu geben, um sie in gleicher Höhe zu halten, bis sie von selbst die Rotationsbewegung des ganzen Systems angenommen hatte. Allein wenn ich dann die Flasche anhielt, entstand im Innern eine heftige Bewegung, die fast immer das Oel in unzählige Kügelchen durch die ganze alkoholische Flüssigkeit zerstreute, oder wenigstens die Gestalt desselben vollkommen unregelmäſsig machte. Dieses schreibe ich folgender Ursache zu. Sobald man die Flasche anhält, verlieren diejenigen Portionen der Flüssigkeit, welche die Wände und Grundflächen berühren, vorerst ihre Schwungkraft; die mehr innerlichen Portionen, welche ihre Schwungkraft noch bewahren, machen sich Luft durch die erstere, zertheilen sie, und diese Verwirrung pflanzt sich fort bis zur Axe, wo sie zu einer Zerstiebung oder unregelmäſsigen Entstaltung der Oelmasse Anlaſs giebt.

In den Fällen, wo ich der Oelkugel eine passende Lage geben konnte, bemerkte ich eine recht sonderbare Erscheinung, nämlich die, daſs die Oelmasse in den ersten Zeiten der Rotation des Gefäſses die sphärische Gestalt verlieſs, um sich in Richtung der Rotationsaxe zu verlängern. Diese Verlängerung erklärt sich folgendermaſsen: Die Rotationsbewegung verpflanzt sich auf die der Axe nahen Portionen des Gemisches über und unter der Oelmasse, bevor sie sich dieser in gleicher Stärke mittheilen kann; daraus muſs dann in den verschiedenen Punkten dieser Masse eine geringere Schwungkraft entstehen als in den in gleichem Abstand von der Rotationsaxe gelegenen Punkten des alkoholischen Gemisches. Dieses bewirkt einen Zug im Oel längs der Axe und eine Verlängerung der Masse im Sinne dieser Axe. Wenn man aber die Rotation fortsetzt, bekommt das Oel zuletzt dieselbe Bewegung wie die umgebende Flüssigkeit und nimmt auch nach und nach die Kugelgestalt wieder an.

Indem ich die Flasche nicht plötzlich, sondern nur etwas rasch anhielt, ist es mir einmal gelungen, ein ziemlich regelmäſsiges Resultat zu erhalten, und ich habe gesehen, was ich erwartete: eine beträchtliche Abplattung der Kugel in Richtung der Rotationsaxe.

19. Eine flüssige Masse kann nur unter dem Einfluſs einer hinlänglichen Schwungkraft eine Ringgestalt annehmen und bewahren. Auch wenn der Widerstand der alkoholischen Flüssigkeit, wie wir gesehen, die Rotationsgeschwindigkeit des Oelringes über eine gewisse Gränze hinaus verringert hat, flieſst dieser, der überwiegenden Molecular-Attraction gehorchend, in sich zusammen und bildet wiederum eine einzige Masse, anfangs eine ellipsoïdische, dann kugelförmige. Wenn man aber durch ein Mittel, welches ich angeben werde, den Ring am Zusammenflieſsen hindert und dabei seine Schwungkraft sich verringern läſst, so sieht man andere recht interessante Erscheinungen auftreten. Um sie in Vollkommenheit zu erzeugen, muſs man statt der Scheibe von 35 Millimeter, eine von etwa 5 Centimeter Durchmesser nehmen [1]), was zur guten Bildung des Ringes nöthig macht, eine kleinere Rotationsgeschwindigkeit als mit der früheren Scheibe anzuwenden (die passendste schien etwas geringer als die von zwei Umläufen in der Secunde zu seyn). Man muſs nun, statt im Moment der gröſsten Ausbildung des Ringes mit der Drehung der Scheibe einzuhalten, dieselbe vielmehr fortsetzen. Dann reiſst nach einiger Zeit das Oelhäutchen, wie wenn man die Scheibe angehalten hätte; allein da letztere fortfährt, sich in der alkoholischen Flüssigkeit zu drehen, so nehmen die mit ihr in Berührung stehenden Portionen dieser Flüssigkeit selber eine Rotationsbewegung an und werden durch die daraus entspringende Schwungkraft fortwährend gegen den Ring getrieben, so daſs dieser nicht zusammenflieſsen kann. Unter diesen Umständen sieht man aber bald den Ring seine Regelmäſsigkeit verlieren und darauf sich in mehre vereinzelte Massen zertheilen, deren jede auch eine Ku-

1) Diese Vertauschung geschieht, indem man die Axe der ersten Scheibe oben von dem dicken, durch den Metallstöpsel gehenden Eisendraht ablöst (§. 8) und an seiner Statt die Axe der neuen Scheibe anschraubt.

gelgestalt annimmt. Wenn also der Ring, wegen Abnahme der Schwungkraft, seine Gestalt nicht mehr bewahren kann, und ein Hinderniſs sich dem Zusammenflieſsen in eine einzige Kugel widersetzt, so löst er sich in mehre einzelne Kugeln auf. Sobald diese Zerfällung eintritt, muſs man mit dem Drehen der Scheibe aufhören.

Dieſs ist noch nicht Alles: Fast immer sieht man dann eine oder mehre dieser Kugeln im Augenblick ihrer Bildung eine Rotationsbewegung um sich selbst annehmen, und zwar beständig in demselben Sinn wie die des Ringes. Da überdieſs der Ring im Augenblick seines Zerreiſsens noch einen Rest von Geschwindigkeit besaſs, so suchen die Kugeln, zu denen er Anlaſs gab, in Richtung der Tangente zu entweichen; allein da andrerseits die Scheibe, bei ihrer Rotation in der alkoholischen Flüssigkeit, dieser auch eine Rotationsbewegung mitgetheilt hat, so werden die Kugeln besonders von letzterer Bewegung fortgerissen und kreisen demnach einige Zeit um die Scheibe. Diejenigen, welche sich zu gleicher Zeit um sich selbst drehen, zeigen dann das sonderbare Schauspiel von Planeten, die zugleich um sich und in ihrer Bahn rotiren. Die Rotationsbewegung dieser Massen ist übrigens gegen den Durchmesser derselben zu langsam, um eine merkliche Abplattung zu veranlassen.

Noch ein anderer recht sonderbarer Vorgang zeigt sich hiebei: auſser drei oder vier groſsen Kugeln, in die der Ring zerfällt, entstehen fast immer eine oder zwei sehr kleine, gleichsam Satelliten.

Der eben beschriebene Versuch giebt also, wie man sieht, im Kleinen ein Bild von der Entstehung der Planeten, nach Laplace's Hypothese, aus dem Zerfallen kosmischer, von Condensation der Sonnenatmosphäre herstammender Ringe.

20. Bringt man Oel in ein Gemisch, welches einen kleinen Ueberschuſs an Alkohol enthält, so kann man eine Erscheinung beobachten, die mit der der Auflösung

eines Ringes in einzelne Kugeln in Beziehung steht. Gieſst man das Oel etwas rasch hinein, so bildet es einen langen cylindrischen Schweif, von der Spitze des Trichters an bis zum Boden des Gefäſses, wo die Masse sich ansammelt. Diese Art von Schweif, der die Oelmasse mit der Trichterspitze verknüpft, hält sich so lange als das Oel, aus dem er besteht, eine hinreichend rasche Fortschreitungsbewegung hat, d. h. so lange man zu gieſsen fortfährt. So wie man aber damit aufhört und die fortschreitende Bewegung sich verlangsamt, löst sich der Oelschweif augenblicklich in vereinzelte Kügelchen auf.

21. Die Bildung eines Ringes, ähnlich dem des Saturns, flöſst natürlich den Wunsch ein, die Aehnlichkeit mit dem System dieses Planeten weiter zu treiben und zu sehen, ob durch irgend eine Abänderung unseres Versuchs es möglich zu machen sey, daſs eine Oelkugel mitten in dem Ringe bleibe. Wirklich ist mir dieſs gelungen mittelst eines Verfahrens, das ich beschreiben will. Nur darf man in diesem Versuch nichts als eine wissenschaftliche Spielerei erblicken; denn die Umstände, welche das Resultat bedingen, haben offenbar keine Aehnlichkeit mit denen, welche die Configuration des Saturnsystems herbeiführen mochten.

Zuvörderst muſs man der Scheibe eine beträchtliche Rotationsgeschwindigkeit geben. Zu dem Ende befestigt man oben am Gefäſs ein System von zwei Rollen, eine kleine auf der Verlängerung der Axe, statt der Handhabe, die man fortnimmt, und eine groſse, deren Axe diese Handhabe aufnimmt. An meinem Apparat sind die Durchmesser der beiden Rollen respective 12 und 75 Millimeter. Zweitens darf der Durchmesser der Scheibe nur 2 Centimeter betragen, da der der Kugel immer fast 6 Centimeter ist. Endlich darf nicht, wie bei den früheren Versuchen, der Mittelpunkt der Scheibe mit dem der Kugel zusammenfallen; er muſs niedriger als dieser liegen.

Nach diesen Vorrichtungen dreht man die Handhabe mit einer Geschwindigkeit, welche zu finden die Erfahrung bald lehrt. Bei meinem Apparat muſste diese Geschwindigkeit ungefähr drittehalb Umläufe in der Secunde betragen, was beinahe 15 Umläufe der Scheibe in derselben Zeit ausmacht. Dann sieht man im Allgemeinen sich rasch einen Ring bilden, welcher sich ausdehnt und dabei in seiner Mitte eine Oelmasse zurückläſst, mit der er durch ein dünnes Häutchen verbunden bleibt. Im Augenblick, da der Ring sich hinreichend entwickelt hat, einen Augenblick, den die Uebung allein recht beurtheilen lehren kann, hört man rasch mit dem Drehen auf. Alsdann reiſst das Häutchen, der Ring bleibt vollständig isolirt und die centrale Masse bildet sich zur Kugel. Man hat demnach auf einige Augenblicke das sonderbare Schauspiel des Saturnsystems, bis auf die Abplattung des Ringes. Hierauf flieſst der Ring wieder zusammen und vereinigt sich wieder mit der centralen Masse. Dieser Versuch hat keine groſse Schwierigkeiten, erfordert aber, wenn er gelingen soll, einige Uebung.

22. Bei Beschreibung des Versuchs (§. 10), worin durch unmittelbare Wirkung der Scheibe eine Abplattung der Kugel bewirkt ward, machte ich die Bemerkung, daſs man mit dem Drehen der Scheibe nicht zu lange fortfahren dürfe, weil sonst die Oelmasse sich zuletzt entstalte. Fährt man indeſs mit dem Drehen der Handhabe fort, um die Resultate dieser Entstaltung zu beobachten, so sieht man nun sehr wunderliche Erscheinungen auftreten.

Ist die Kugel wohl centrirt in Bezug auf die Scheibe und man giebt letzterer eine Geschwindigkeit von sechs, fünf oder vier Umgängen in der Secunde, so sieht man zunächst, nach sieben bis acht Umgängen, die Oelmasse sich in einer Richtung horizontal ausdehnen, so daſs sie eine Form annimmt, die sich sehr einem dreiaxigen Ellipsoïd nähert; und, was noch sonderbarer ist, diese Art

Ellipsoïd liegt excentrisch gegen die Rotationsaxe. Die Fig. 14, Taf. II zeigt, für eine Geschwindigkeit von einem Umgange in vier Secunden, die Masse gesehen von drei Seiten, nämlich von oben und in Richtung der kleinsten und gröſsten horizontalen Axe. Die punktirten Striche deuten die Lage der Scheibe und der Rotationsaxe an. Die Ansicht von oben zeigt, daſs die Masse in einem Sinne schwach gekrümmt ist, offenbar in Folge des Widerstands der umgebenden Flüssigkeit.

Hat einmal die Masse diese Gestalt angenommen, so bewahrt sie dieselbe unausgesetzt so lange die Bewegung der Scheibe dauert; sie fährt fort sich um letztere excentrisch zu drehen, und zwar mit einer geringeren Geschwindigkeit als diese besitzt. Offenbar entspringt auch diese geringere Geschwindigkeit aus dem Widerstand der umgebenden Flüssigkeit.

Giebt man der Scheibe eine gröſsere Geschwindigkeit, ohne jedoch eine gewisse Gränze zu überschreiten, läſst man sie z. B. einen Umgang in drei Secunden machen, so sind die Erscheinungen noch von gleicher Art, aber die Masse ist verlängerter, die vom Widerstande der umgebenden Flüssigkeit herrührende Biegung ist stärker, und die Abweichung der Gestalt von einem Ellipsoïd stärker. Fig. 15, Taf. II zeigt die Gestalt gesehen von der Seite und in ihrer gröſsten Länge.

Treibt man die Geschwindigkeit der Scheibe bis zu einem Umlauf in zwei Secunden, so werden die Erscheinungen weniger constant und weniger regelmäſsig. Man könnte sagen, bei dieser Geschwindigkeit ginge eine Ordnung von Erscheinungen in eine andere über, und die Masse schwanke zwischen beiden.

In der That beginnen die Erscheinungen bei einer noch etwas gröſseren Geschwindigkeit, nämlich bei etwa einem Umgang in anderthalb Secunden, regelmäſsig und constant zu werden, aber sie sind verschieden von den früheren. Sie zeigen sich in ihrer ganzen Schönheit, wenn

man die Geschwindigkeit auf einen Umgang in der Secunde bringt. Dann höhlt sich anfangs die Masse rings um die Axe stark aus, wie wenn sich ein Ring bilden wollte, und diese Gestalt eines ringförmigen Wulstes behält sie während 16 bis 18 Umgängen der Scheibe. Darauf sieht man sie in einem horizontalen Durchmesser allmälig länger werden, aber nicht mehr excentrisch, so daſs sie, von oben gesehen, eine zuweilen sehr vollkommene elliptische Gestalt zeigt, deren Mittelpunkt die Scheibe einnimmt (Fig. 16, Taf. II). Hierauf verlängert sich diese Ellipse mehr und mehr mit ziemlicher Schnelligkeit, und beginnt durch den Widerstand der umgebenden Flüssigkeit sich zu biegen (Fig. 17); endlich, mit einem Male, krümmt sich die Masse stark an beiden Seiten, und zeigt, von oben, die Fig. 18. Diese letztere Gestalt behält die Masse hierauf unausgesetzt so lange die Bewegung der Scheibe dauert.

23. Wie wunderlich diese Phänomene auch erscheinen mögen, so hat doch der Zufall keinen Antheil an denselben. Ich habe die obigen Versuche sehr oft wiederholt und die Effecte waren für dieselben Geschwindigkeiten immer identisch dieselben.

Nachdem man die stabilen Gestalten gesehen, welche die Massen unter diesen Umständen annehmen, kann man sich nicht enthalten eine Vergleichung anzustellen zwischen ihnen und den dreiaxigen Ellipsoïden der HH. Jacobi und Liouville, die immer, wie es der letzte dieser beiden Mathematiker bewiesen hat, stabile Gleichgewichtsfiguren sind. Giebt es auch hier Identität zwischen den Erscheinungen der allgemeinen Gravitation und denen der Molecular-Attraction? Ohne Zweifel sind die sonderbaren Gestalten, welche wir eben kennen lehrten, keine Ellipsoïde; allein ihr Aussehen erlaubt den Unterschied dem Widerstand der umgebenden Flüssigkeit zuzuschreiben, welcher einerseits die erwähnten Biegungen veranlaſst, und andrerseits eine beständige Ungleichheit

der Winkelgeschwindigkeit zwischen den der Scheibe benachbarten und den entfernteren Portionen unterhält. Der Calcül allein könnte uns lehren, bis zu welchem Punkt die obige Verähnlichung begründet sey. Bei der Molecular-Attraction würde vielleicht die vollständige Lösung des Problems nicht so unübersteigliche Schwierigkeiten darbieten wie bei der allgemeinen Gravitation.

24. Bei allen in dieser Abhandlung beschriebenen Versuchen habe ich vorausgesetzt, das Oel und das alkoholische Gemisch seyen chemisch unwirksam auf einander, und ich habe gesagt, daſs es leicht sey, sich in kurzer Zeit zwei solche Flüssigkeiten zu verschaffen. Ich will jetzt das Verfahren, durch welches man dieses erreicht, umständlich angeben.

Zuvörderst macht man ein Gemisch von Alkohol und Wasser, mit einem gewissen Ueberschuſs von Alkohol, so daſs es bei der Prüfung im Probeglase (§. 3) die kleine Oelkugel ziemlich rasch zu Boden fallen läſst. Nachdem man das Gemisch in einer Menge dargestellt hat, die mehr als hinreicht, das zu dem Versuch benöthigte Gefäſs zu füllen, bringt man in dieſs Gemisch ungefähr doppelt so viel Oel als zu den Versuchen erfordert wird [1]). Hat man keine Flasche von hinlänglicher Gröſse, um das Ganze zu fassen, so vertheilt man die Masse in mehre Flaschen; allein alsdann muſs man dafür sorgen, daſs jede von ihnen Wasser, Alkohol und Oel in denselben Verhältnissen enthalte. Hierauf wendet man die Flasche viele Male rasch um, ohne sie jedoch zu erschüttern, bis das Oel in Kugeln von Nadelkopfgröſse zertheilt worden ist; dann läſst man es stehen.

Alsdann müssen, bei gehöriger Menge des Alkohols im Gemisch, die Kügelchen äuſserst langsam sinken, so

1) Es ist unumgänglich, die beiden Flüssigkeiten in Ueberschuſs zu haben, weil bei den verschiedenen Operationen, die beschrieben wurden, und bei der Anstellung der Versuche, nothwendig kleine Quantitäten verloren gehen.

daſs sie etwa eine Viertelstunde gebrauchen, um sich zum gröſseren Theile am Boden der Flasche zu sammeln. Wenn dem nicht so ist, fügt man, je nach Erforderniſs, Wasser oder Alkohol hinzu, vermischt, indem man die Flüssigkeit wie vorhin mehrmals umkehrt, läſst sie stehen, und fängt wiederum von Neuem so an, bis man zu dem eben angezeigten Resultat gelangt ist. Hat man es erreicht, so bringt man das Ganze auf Filter und bedeckt die Trichter, welche sie enthalten, mit Glasplatten; diese Vorsicht ist nöthig, theils um so viel wie möglich die Verdampfung des Alkohols zu hindern, theils aus einem anderen Grunde, von dem ich weiterhin sprechen werde.

Die alkoholische Flüssigkeit geht zuerst durch die Filtra, und nimmt gewöhnlich eine gewisse Anzahl der kleinen Oelkügelchen mit sich. Nachdem sie so zum gröſseren Theile durchgegangen ist, werden die Kügelchen häufiger; nun bringt man, was noch auf *den ersten* Filtern zurückgeblieben ist, nämlich das Oel mit einem Reste der alkoholischen Flüssigkeit, auf ein einziges Filtrum auf einer neuen Flasche. Diese letztere Filtration geschieht, wegen der Dickflüssigkeit des Oels, viel langsamer als die erstere; man beschleunigt sie beträchtlich, wenn man während der Operation das Filtrum einige Male erneut. War der Trichter sorgfältig bedeckt, so sammelt sich das Oel in einer einzigen Masse am Boden der Flasche unter einer Schicht der alkoholischen Flüssigkeit.

Die vorstehenden Operationen gaben uns zum Resultat: einerseits ein unwirksames alkoholisches Gemisch, welches noch einen geringen Ueberschuſs von Alkohol enthält, gemengt mit einer gewissen Anzahl kleiner Oelkügelchen, und andrerseits ein gleichfalls unwirksames Oel, bedeckt mit einer kleinen Schicht desselben alkoholischen Gemisches. Eine zweite Filtration befreit das Gemisch vollständig von den beigemengten Oelkügelchen, und was das Oel unter der alkoholischen Schicht betrifft,

so zieht man es unter dieser mit einem Heber, der ein Seitenrohr hat, hervor, und bringt es in eine trockne Flasche, die man gut verkorkt. Auf diese Weise hat man die beiden Flüssigkeiten getrennt, und völlig unwirksam auf einander. Findet man bei der Anwendung, daſs die alkoholische Flüssigkeit ein wenig zu dicht ist, so ajustirt man sie mit reinem Alkohol; hat sie dagegen zu wenig Dichtigkeit, so setzt man ihr Alkohol von 16° B. hinzu. Im letzteren Falle darf man kein reines Wasser anwenden, weil dieses, bei Vermischung mit der zubereiteten alkoholischen Flüssigkeit, darin eine mehr oder weniger starke Trübung hervorbringt.

Die verschiedenen Versuche, welche ich in Bezug auf das obige Verfahren gemacht, haben mich erkennen lassen, daſs die beiden Flüssigkeiten, ohne diese Zubereitung, modificirt werden, wenn sie zusammenkommen. Die alkoholische Flüssigkeit löst Oel, und dieses seinerseits wahrscheinlich Alkohol. Besonders die Modification, welche das Oel erleidet, ist es, wodurch dieses in seiner Dichte so verringert wird (§. 6). Wenn das so modificirte Oel der Luft ausgesetzt bleibt, so geht es nach und nach in den Zustand des frischen Oels über und nimmt seine frühere Dichte wieder an. Um dieſs zu vermeiden empfahl ich eben, die Trichter, welche die Filtra enthalten, beständig zugedeckt zu halten und das Oel in einer verschlossenen Flasche aufzubewahren. Was das alkoholische Gemisch betrifft, so ist klar, daſs diese letztere Vorsicht gleichfalls nöthig ist.

25. Ehe ich schlieſse muſs ich Diejenigen, welche meine Versuche wiederholen wollen, auf zwei Erscheinungen aufmerksam machen, die sich zuweilen einstellen, und welche Störungen hervorbringen, wenn man sie nicht zu verhüten oder zu vernichten weiſs.

Wenn man das Oel in ein einen Ueberschuſs von Alkohol enthaltendes Gemisch bringt, so geschieht zuweilen, daſs die Masse, welche zu Boden des Gefäſses

gesunken ist, an diesem haften bleibt und sich daselbst mehr oder weniger ausbreitet. Es giebt alsdann kein anderes Mittel als das Ganze herauszunehmen; um indeſs das erwähnte Anhaften zu verhüten, braucht man nur dafür zu sorgen, daſs der Boden des Gefäſses mit einer Schicht eines Gemisches von gröſserer Dichte als das Oel (§. 9) bedeckt sey.

Der zweite Effect stellt sich unter umgekehrten Umständen ein, d. h. wenn die Oelkugel, statt zu Boden zu sinken, im Gegentheil steigt bis zur Oberfläche der alkoholischen Flüssigkeit, sey es, weil diese Flüssigkeit zu wenig Alkohol enthält, oder weil man kein zubereitetes Oel anwenden konnte. Wenn dieſs geschieht, plattet sich die Masse anfangs mehr oder weniger ab gegen die Oberfläche des Gemisches, wie wenn letztere einen Widerstand darböte; darauf, nach einiger Zeit, bricht sie durch und bildet ein mehr oder weniger beträchtliches, ebenes Oberflächenstück im Niveau der alkoholischen Flüssigkeit. Leider haftet sie aber dann an dieser selben Flüssigkeit so stark, daſs man sie nur schwierig ablösen kann. Es ist indeſs ein Leichtes diesen Effect zu verhindern, wenn man auf die Oberfläche eine kleine Schicht reinen Alkohols gieſst; derselbe kann auch dazu dienen, den Effect zu zerstören, nachdem er sich bereits eingestellt hat. Im letzteren Fall kann man auch das Gefäſs vorsichtig umkehren. Die damit der Flüssigkeit eingeprägte Bewegung reicht in der Regel hin, die Oelmasse abzutrennen, bis auf eine kleine Portion, die fast immer an der Oberfläche haften bleibt.

26. Endlich habe ich schon erwähnt, daſs nach einer gewissen Zahl von Versuchen das Oel immer mit kleinen Kügelchen der alkoholischen Flüssigkeit erfüllt bleibt. Umgekehrt findet sich oft die alkoholische Flüssigkeit mit einer Menge kleiner Oelkügelchen gemengt. Es ist wohl unnöthig zu bemerken, daſs wenn diese Kügelchen zu zahlreich geworden sind und man den Flüs-

sigkeiten ihre anfängliche Durchsichtigkeit wieder geben will, dieſs leicht durch analoge Filtrationen geschieht, wie ich vorhin (§. 24) beschrieben habe.

27. Bis hieher beschäftigten wir uns mit den Gestalten, welche eine flüssige Masse annimmt, wenn sie der Schwere entzogen und der Attraction ihrer Molecule ausgesetzt ist, entweder bei Ruhe oder bei Einprägung einer Rotationsbewegung um sich selbst. Ungeachtet der Verschiedenheit der Gesetze, welche die Anziehungskräfte in diesem Falle und in dem der groſsen Planetenmassen befolgen, haben wir gesehen, daſs sich im Kleinen die Configurationsphänomene der Himmelskörper in auffallender Weise hervorbringen lassen. Im zweiten Theile dieser Abhandlung werde ich unsere flüssige Massen neuen Kräften unterwerfen, und wir werden dabei eine Reihe eben so sonderbarer, aber ganz anders beschaffener Phänomene auftreten sehen [1]).

V. *Beobachtungen gewisser Fälle von elliptischer Polarisation des Lichts durch Reflexion; von Baden Powell.*

(Mitgetheilt vom Hrn. Verf. aus den *Philosoph. Transact. f.* 1843, *pt.* 1, *p.* 35.)

Die Eigenthümlichkeit, welche dem ursprünglich gegen die Einfallsebene geneigt polarisirten Licht bei Reflexion von Metallen eingeprägt wird, von Sir D. Brewster entdeckt und von ihm elliptische Polarisation genannt worden ist [2]), fällt zusammen, wie sich später gezeigt hat, mit dem, was, nach einer anderen Analogie, in der Un-

1) Ein Auszug von diesem zweiten Theil der Abhandlung findet sich schon in dies. Ann. Bd. 56, S. 167. *P.*

2) *Phil. Transact. f.* 1830. (Ann. Bd. 21, S. 219.)

dulationstheorie mit demselben Namen belegt wird, und auch durch ein eingeschaltetes Glimmerblatt oder durch innere totale Reflexion, wie in Fresnel's Rhomboïd, erzeugt werden kann.

Die deutlichste experimentelle Probe vom Daseyn dieser Eigenthümlichkeit und ein Maaſs ihres Betrages liefert die bekannte *Verschiebung* der polarisirten Ringe, die man in einem Lichte dieser Art durch eine Kalkspathplatte und einen Turmalin erblickt. Und diese wird, wie in anderen Fällen, theoretisch ausgedrückt durch eine Formel für die Intensität an jeder Stelle der Platte, beim *Rhomboïd* für *Circularpolarisation*, wie in Hrn. Airy's „*Tracts on the undulatory theory*“ *Art.* 160, und für *elliptische Polarisation*, wie in desselben Verfassers Aufsatz über den Quarz [1]). Eine allgemeine Formel für die Ringe im Lichte eines jeden Grades von Ellipticität, nicht beschränkt durch die besondern Bedingungen beim Rhomboïd, ist bisher noch nicht veröffentlicht. Ich verdanke indeſs Hrn. Airy die Mittheilung einer solchen Formel, die ich, da sie einige merkwürdige Anwendungen gestattet, in dem Folgenden geben werde.

In unmittelbarer Beziehung zu Sir D. Brewster's Versuchen „*über dünne Häutchen*“ [2]) untersuchte Prof. Lloyd i. J. 1841 nach den Grundsätzen der Undulationstheorie den allgemeinen Fall, wo Licht, das zuvor in irgend einem Azimut polarisirt worden, von einer dünnen Platte unter irgend einem Winkel reflectirt wird. Und durch Verallgemeinerung der Methoden von Poisson fand er Ausdrücke sowohl für die Intensität, als auch für die Phase der von den zwei Flächen reflectirten Bündel, welche im Allgemeinen in der Verzögerung abweichen und polarisirt sind, das eine in der Reflexionsebene und das andere winkelrecht darauf, woraus denn

1) *Cambridge Transact.* 1831. (Ann. Bd. 23, S. 204.)

2) *Philosoph. Transact. f.* 1840. (Ann. Bd. 58, S. 453.)

im Allgemeinen ein *elliptisch polarisirtes* Licht hervorgeht [1]).

Prof. Lloyd's Theorie scheint die verschiedenen von Sir D. Brewster beobachteten Erscheinungen, so wie die von Hrn. Airy über die Farben dünner Platten im polarisirten Lichte [2]), vollständig zu erklären. Auch folgert Prof. Lloyd, dieselben Grundsätze seyen anwendbar auf die elliptische Polarisation bei Reflexion von polirten Metallen, in der Hypothese, daſs die Oberflächenschichten derselben als dünne Platten betrachtet werden können oder wenigstens in analoger Weise wirken.

Ehe ich mit Prof. Lloyd's theoretischen Untersuchungen bekannt wurde, hatte ich eine experimentelle über die Erscheinungen der elliptischen Polarisation bei Reflexion von verschiedenen Oberflächen vorgenommen, und im Laufe derselben wurde ich auf einige Fälle geführt, die specieller mit der Theorie, und besonders mit den eben erwähnten Ansichten zusammenhängen.

Mein Verfahren bestand immer darin, daſs ich die Modificationen der polarisirten Ringe unter verschiedenen Umständen sowohl der Oberfläche als der Incidenz beobachtete, und durch die Verschiebung dieser Ringe sowohl das Daseyn als die Ellipticität zu bestimmen suchte; auch lenkte ich mein Augenmerk auf die *Richtung* der Verschiebung, da sie in den abwechselnden Quadranten in einigen Fällen in diesem, in anderen im entgegengesetzten Sinne stattfand.

Die Beobachtungen zerfallen in zwei Klassen. Die der *ersten* beschäftigen sich mit der Frage, welche Substanzen eine elliptische Polarisation hervorbringen, und sie untersuchen die Lichtreflexion bei verschiedenen Körpern, von denen ich hier nur ein Paar merkwürdige anführen werde. Die der *anderen* betreffen dünne Häutchen

1) *Report of British Association* 1841, *Sectional Proceedings, p.* 26.

2) *Cambridge Transact.* 1832. (Ann. Bd. 28, S. 75.)

verschiedener Art, namentlich die durch Oxydation oder andere Wirkung auf Metallen gebildeten. In diesen Fällen zeigt sich im Allgemeinen die Ellipticität in verschiedenen Graden und hinsichtlich der Richtung mit verschiedenen Charakteren, während sie in einigen Fällen zerstört oder auf ebene Polarisation zurückgeführt ist.

Ich beobachtete diese Erscheinungen zuerst bei stark polirten Metallen, die mit der Zeit angelaufen waren und ein irisirendes Häutchen auf der Oberfläche zeigten, ohne daſs die Politur vernichtet worden. Als ich ferner, während des Beobachtens der Ringe, die Metalle erhitzte, sah ich die Ellipticität verschwinden, fand aber bald, daſs dieſs von den farbigen Häutchen herrührte, die sich auf der Platte gebildet hatten und nach deren Erkalten verblieben. Dadurch wurde ich veranlaſst dergleichen Versuche, bei denen die Farben in regelmäſsiger Reihenfolge gebildet wurden, genauer anzustellen, und auch den *Stahl* in verschiedenen Stufen des Anlassens zu untersuchen.

Von diesen Fällen wurde ich natürlich zu denen geführt, wo Häutchen von metallischem Niederschlag durch Nobili's galvanischen Proceſs erzeugt werden. Dr. Daubeny versah mich gütigst mit Proben davon. Bei diesen Häutchen folgen die Farben, wie bekannt, wenigstens im Allgemeinen, der Newton'schen Skale; die dickste Schicht wird dort abgelagert, wo die Wirkung am intensivsten ist oder die mit den Polen verbundenen Flächen einander am nächsten kommen. In allen diesen Fällen hatte ich eine auf Metall gebildete Reihenfolge von Häutchen, bei denen die in der Polarisation hervorgebrachten Veränderungen in regelmäſsiger Ordnung verfolgt werden konnten.

Das allgemeine Resultat in allen diesen Fällen ist: *daſs von irgend einer Farbe zur andern, durch die ganze Farbenordnung hin, die Gestalt der Ringe im reflectirten Licht gewisse regelmäſsige Veränderungen erleidet, von einer Verschiebung in einer Richtung an*

bis

bis zu der in entgegengesetzter, durchgehend durch einen intermediären Punkt ohne Verschiebung oder von ebener Polarisation, und zwar mit abwechselndem Auftreten eines schwarz- und eines weiſscentrirten Systems, so lange als die Ordnung der Farben rein erhalten wird.

Nun sind dieſs genau die Veränderungen in der Gestalt der Ringe, welche durch Hrn. Airy's Formel ausgedrückt werden, wenn man sie entsprechend den den periodischen Farben der Häutchen zugehörigen Retardations-Incrementen modificirt.

Es giebt Punkte, über welche man für jetzt vielleicht sich keine entscheidende Meinung bilden kann. Allein die Thatsache, daſs die Ellipticität, aus welcher Ursache sie auch entspringen mag, die eben erwähnten Veränderungen erleidet, liefert einen interessanten Vergleich mit der Theorie, und unterstützt die Fortschritte in der Erkenntniſs der Natur des Vorgangs, welcher die elliptische Polarisation in diesen Fällen erzeugt.

Apparat und Methode des Experimentirens.

Die Einrichtung meines Apparats war wesentlich folgende: Das Licht ward polarisirt durch ein Nicol'sches Prisma, welches an einem kleinen graduirten Kreisbogen saſs, so daſs es den polarisirten Strahl unter jedem verlangten Einfall auf die zu untersuchende Fläche werfen konnte; auch konnte es um seine eigene Axe gedreht werden, um die Ebene der Polarisation gegen die der Incidenz zu neigen.

Nach der Reflexion ging der Strahl durch einen Zerlegungsapparat, bestehend aus einem Kalkspath und einem Turmalin, und ajustirbar nach den verschiedenen Neigungen, unter welchen die polarisirten Ringe in den verschiedenen Modificationen, die sie in verschiedenen Fällen erlitten, hervorgebracht wurden. Auch dieser Apparat hatte eine Drehbarkeit um seine eigene Axe, meſsbar an einem graduirten Kreis. Kaum wird es nöthig seyn, der Be-

schreibung des Apparats noch etwas hinzuzufügen, es sey denn die Bemerkung, daſs auch eine Vorrichtung nöthig war, um die zu untersuchende Fläche horizontal unter dem Polarisationsapparat verschieben und so die etwanigen Veränderungen derselben von Punkt zu Punkt untersuchen zu können.

In vielen Fällen, wo einzelne Stellen einer ungleichmäſsigen Fläche zu untersuchen waren, befestigte ich an dem Ocular eine Linse von kurzer Brennweite zwischen dem Kalkspath und der reflectirenden Fläche. Dadurch war ich im Stande auf sehr kleinen Stücken der Fläche, die entblöſst gelassen wurden, während man das Uebrige bedeckte, die Ringe mit groſser Deutlichkeit zu sehen.

In allen Fällen ist vorausgesetzt, der Zerleger befinde sich in der Lage, daſs er die verschobenen Ringe gebe, mit nächster Annäherung zum dunklen *Kreuz* auf blankem Metall. Die circularen Systeme sind *allein* beschrieben als mit dunklem oder hellem Mittelpunkt.

Die Richtung der Verschiebung ist unterschieden durch die Quadranten, in welchen die dunklen Flecke nahe beim Mittelpunkt vorkommen. Die Lage der dieselben auf blankem Metall verbindenden Linie ist als Nullpunkt zum Vergleich mit andern Fällen angenommen.

Die Beobachtungen wurden bei verschiedenen Einfallswinkeln wiederholt, allein zum Behuf des hier beabsichtigten Vergleichs reichte es hin die Resultate bei *einer* Incidenz anzugeben.

Beobachtungen.

Professor Forbes's Glimmer.

Die ursprünglichen Beobachtungen Brewster's waren auf reine Metalle und auf ein Paar Erze beschränkt. Bei allen war die Ellipticität bei Incidenzen von weniger als etwa 30° merklich, und zwischen 70° und 80° kam sie zum Maximo.

Auſser diesen ist meines Wissens nur noch ein Bei-

spiel von elliptischer Polarisation durch Reflexion beschrieben, nämlich von Prof. Forbes am Glimmer, in dem eigenthümlichen Zustand, wie er ihn zu seinen Versuchen über die Wärme gebraucht [1]).

Bei Wiederholung des Versuchs beobachtete ich, daſs diese Polarisation ihr Maximum bei einer Incidenz zwischen 20° und 30° hat, und daſs die Richtung der Verschiebung 90° ist. Allein die so gebildeten Schichten haben ihre krystallinische Structur oder verzögernde Eigenschaft nicht verloren, und es kann zweifelhaft seyn, in wie weit die Erscheinung auf gewöhnliche Weise erklärbar ist.

Verwittertes Glas.

Einige Stücke Glas, dessen Oberfläche sich in dem bekannten Zustand von Verwitterung befand, nicht allein irisirte, sondern einen eigenthümlichen Metallglanz hatte, zeigten mir elliptische Polarisation, wiewohl keine wahrnehmbar war bei anderen, die zwar stark irisirten, aber nicht metallisch aussahen. Es zeigen sich jedoch Anomalien gegen andere Reflexionen von Metallen, denn das Maximum kommt bei kleinen Incidenzen (etwa 30° bis 40°) zum Vorschein, und die Richtung der Verschiebung ist 90°.

Minerale.

Unter einer Menge von Erzen habe ich nur bei wenigen, die entschiedenen Metallglanz besitzen, elliptische Polarisation gefunden. Welcher Antheil von Metall nöthig sey, um elliptische Polarisation zu geben, ist eine interessante Frage für künftige Untersuchungen. Ein merkwürdiges Beispiel ist *Graphit*, welcher eine kleine, aber deutliche Ellipticität giebt; seine Zusammensetzung ist bekanntlich zweifelhaft (?); nach höchster Schätzung enthält er 95 Kohle auf 5 Eisen.

1) *Report of British Association* 1839, *Sectional Proceedings p.* 6. — Vergl. Ann. Bd. 45, S. 65.

Bei einigen Erzen, die von Natur irisiren, scheint das Resultat analog dem, welches ich bei künstlichen Oberflächen der Art beschreiben werde.

Oxydation.

Der gewöhnliche Effect der Oxydation besteht darin, daſs er die elliptische Polarisation in ebene verwandelt. Dieſs ist der Fall bei der Oxydation des Kupfers etc. durch einen Tropfen Salpetersäure, so wie bei der an der Luft matt gewordenen Oberfläche der meisten Metalle.

Ein durchsichtiges Häutchen auf der Oberfläche eines polirten Metalls kann die Ellipticität schwächen oder zerstören, offenbar weil die Brechung in demselben den Strahl unter einem zu kleinen Winkel auf das darunter befindliche Metall fallen läſst.

Quecksilber, wenn es rein ist, giebt eine starke elliptische Polarisation, und selbst bekleidet mit einer Oxydhaut, die sich so leicht auf ihm bildet, bleibt die Ellipticität unverändert. Die Oberfläche des Oxyds hat jedoch eine Art metallisches Ansehen.

Daguerreotyp-Platten.

Bei einer solchen Platte, auf welcher ein Bild gemacht war, konnte ich bei Incidenzen von 60° bis 70° zwischen den blank gebliebenen und den stark angegriffenen Stellen der Oberfläche keinen Unterschied im Grade der Ellipticität oder in Richtung der Verschiebung wahrnehmen.

Angelaufener Stahl.

Ich untersuchte Stahlplatten im gewöhnlichen Zustand und in zwei Stufen des Anlassens, nämlich im gelben oder strohfarbenen und im blauen Zustand. Der erstere wird bekanntlich bei der niedrigsten Hitze gebildet. Die dabei erzeugte Haut änderte sowohl den Betrag als die Richtung der Verschiebung.

Dr. Thomson äuſsert bei Beschreibung des Anlassens, es frage sich, ob die Farbenveränderungen von dünnen Schichten eines einzigen Oxydes oder von mehren successiv erzeugten Oxyden herrühren [1]). Die letztere Ansicht stimmt mit meinen Resultaten, so wie auch mit der Beständigkeit der Farbe beim Aendern der Neigung. Die Resultate waren folgende:

Incidenz.	Stahlfläche.	Polarisation; elliptisch.	Mittelpunkt.	Verschiebungsrichtung.
70°	blank	stark		0°
	angelassen gelb	sehr schwach oder Null	dunkel	0°
	- blau	sehr schwach	dunkel	90°

Farbige Häutchen auf Stahl durch Erhitzung.

Um die Erscheinung in ihrer Reihenfolge genauer zu untersuchen, bildete ich auf stark polirten Stahlplatten von etwa fünf Quadratzoll farbige Häutchen, indem ich sie von unten in der Mitte durch die Flamme einer Weingeistlampe erhitzte. Es erschienen dann bald auf der oberen Fläche Farben in der Form von Ringen um den Punkt der Erhitzung.

Jede Farbe erscheint der Reihe nach erst in der Mitte, und dann breitet sie sich aus. Die ersten Farben folgen einander im Laufe weniger Secunden, die späteren folgen langsamer, bis zuletzt, wenn die Erhitzung eine beträchtliche Zeit gedauert hat, keine weitere Veränderung stattfindet.

Die Farben, wenn man von der äuſsersten zu der innersten fortgeht, lassen sich folgendermaſsen gruppiren:

1) Röthlichbraun, karmoisin, tief purpur, dunkelblau, hellblau, schwach gelb;
2) schwach roth, hellblau, blaſs röthlichbraun (im Mittelpunkt).

1) *Chemistry* 6. *Edit.*, *I*, *p.* 386.

Die beiden letzten Farben sind sehr schwach und scheinen mit einer Art von wolkigem Weiſs überzogen.

Es ist schwer diese Farben mit irgend einem Theile der Newton'schen Skale zu vergleichen; ich habe sie hier in zwei Abtheilungen gebracht, die deutlich durch eine Periodicität bezeichnet sind, während in den beiden letzten Farben ein eigenthümlicher Charakter vorzuherrschen scheint.

Die erwähnte Annahme einer Aenderung in der Oxydationsstufe scheint mit dem eigenthümlichen Ansehen der beiden letzten Farben übereinzustimmen, während die Periodicität der ersteren die Voraussetzung von dünnen Schichten an diesen Stellen rechtfertigt.

In den beobachteten Erscheinungen der Ellipticität treten Unterschiede hervor, die den *regelmäſsigen* Farbenordnungen entsprechen; denn wenn man sie der Reihe nach unter dem Apparat fortgehen läſst, kommen entsprechende Veränderungen in dem Betrag und der Richtung der Verschiebung vor, wenigstens bei dem Roth der zweiten Abtheilung, während in dem übrigen Theil die Elliplicität stark vermindert, die Richtung nicht geändert wird.

Incidenz.	Stahlfläche.		Polarisation.	Mittelpunkt.	Verschiebungsrichtung.
70°	blank		ellipt. stark		0°
	1. Roth		ellipt. stark		0°
	Blau	1	eben	hell	
		2	ellipt. stark		90°
	Gelb		eben	dunkel	
	2. Roth		ellipt. stark		0°
	Blau etc.		schwach	dunkel	0°

Farbige Häutchen auf Kupfer durch Erhitzung.

Auf Kupferplatten von gleicher Gröſse mit den Stahlplatten bildete ich Farben genau auf dieselbe Weise wie auf diesen. Die Farben scheinen nicht genau dieselben

wie auf Stahl zu seyn, obwohl sie ihnen im Allgemeinen entsprechen. Mit der äuſsersten angefangen sind sie: 1) Roth, purpur, blaſsgelb, gelb. 2) Roth, grün, schmutzig braun.

Die beiden letzten Farben sehen dunkel aus, verschieden von dem Metallglanz der übrigen. Dieſs, wie beim Stahl, mag mit der Annahme verschiedener Oxydationsstufen übereinstimmen. Bei den ersten Farben finden sich auch hier ähnliche Veränderungen der Ellipticität, aber keine bei den beiden letzten.

Incidenz.	Kupferfläche.	Polarisation.	Mittelpunkt.	Verschiebungsrichtung.
70°	blank	ellipt. stark		0°
	1. Roth	ellipt. stark		0°
	Purpur	eben	hell	
	Gelb 1	ellipt. stark		90°
	Gelb 2	eben	dunkel	
	2. Roth	ellipt. stark		0°
	Grün etc.	schwach	dunkel	0°

Nobili's farbige Häutchen.

Auſser daſs Dr. **Daubeny** mich mit mehren Stahlplatten versah, auf welchen die Farben dieser Häutchen bis zur dritten Ordnung sehr glänzend entwickelt waren, hatte derselbe die Güte noch andere Platten in seinem Laboratorium zubereiten zu lassen, damit ich die Ordnung der hervorgebrachten Effecte verfolgen könne.

Bei Zubereitung einer derselben wurde der Proceſs länger als sonst unterhalten, und so eine vierte Ordnung sehr schwacher Farben erhalten. In einem andern Falle wurde der Proceſs noch länger fortgesetzt, und dadurch Farben erhalten, die zwar dieselbe Reihe befolgten, von der vierten Ordnung an aber äuſserst dunkel und undeutlich waren; die fünfte Ordnung war wegen zunehmender Trübheit kaum sichtbar. Sie folgten der Reihe nach auf einander bis zum Umfang, wo sie zuletzt zusammengedrängt eine schmale Franse bildeten, deren Mitte tief braun

oder schwarz war, und matt oder opak aussah. Wenn dieſs eingetreten war, bewirkte eine längere Fortsetzung der galvanischen Action keine weitere Veränderung.

Es leidet kaum einen Zweifel, daſs nicht die zunehmende Mattheit bei den letztern Farbenordnungen, so wie zuletzt die Trübheit der Schicht aus einer Aenderung in der Natur des Niederschlags entsprang, der in dieser Stufe des Processes abgelagert wurde.

Bringt man die farbigen Theile der Platte successiv unter den Apparat, so zeigen sich die Aenderungen der Ringe deutlich in den drei ersten Farbenordnungen, obwohl sie sehr dicht auf einander folgen, wenn man am Rande der Schicht anfängt. Beim Durchgang durch das weiſscentrirte System sind die Farbenveränderungen sehr auffallend und zuerst einigermaſsen verwirrend.

Durch wiederholte Beobachtungen an verschiedenen, mit einander verglichenen Platten wurden folgende allgemeine Resultate erhalten:

Incidenz.	Stahlfläche.	Polarisation.	Mittelpunkt.	Verschiebungsrichtung.
70°	blank	ellipt. stark		0°
	Erste Farbenordnung:			
	gelb 1	ellipt. stark		90
	gelb 2	eben	dunkel	
	roth 3	ellipt. stark		0
	roth 4	eben	hell	
	Zweite Ordnung:			
	grün 1	ellipt. stark		90
	grün 2	eben	dunkel	
	roth 3	ellipt. stark		0
	roth 4	eben	hell	
	Dritte Ordnung:			
	grün 1	ellipt. stark		90
	grün 2	eben	dunkel	
	roth 3	ellipt. stark		0
	roth 4	eben	hell	
	Vierte Ordnung:			
	grün	ellipt. schwach	dunkel	0
	roth	ellipt. sehr schwach	dunkel	0
	Schwarz	ellipt. sehr schwach oder Null	dunkel	0

Analytische Untersuchung.

Hrn. Airy's allgemeine Formel ist folgendermaſsen hergeleitet. Gesetzt eine Vibration in der Ebene P, für welche man nach der in der Undulationstheorie üblichen Bezeichnung den Ausdruck hat:

$$a \sin \frac{2\pi}{\lambda}(vt-x)$$

falle auf eine Metallfläche, so daſs P gegen die Reflexionsebene R um 45° neige, so werden (wenn die auf R senkrechte Vibration um ϱ in der Phase beschleunigt wird) die Componenten seyn:

$$\frac{a}{\sqrt{2}} \sin \frac{2\pi}{\lambda}(vt-x) \quad \ldots\ldots \quad \text{in } R$$

$$\frac{a}{\sqrt{2}} \sin \frac{2\pi}{\lambda}(vt-x+\varrho) \quad . \ \text{senkrecht auf } R.$$

Für eine gegen R unter den Winkel φ geneigte Ebene Q in der Krystallplatte wird dann die auf Q senkrechte Vibration, die den ordentlichen Strahl O giebt, (bei Vernachlässigung des constanten Coëfficienten) ausgedrückt durch

$$\sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}(vt-x+\varrho)\right)\cos\varphi - \sin\frac{2\pi}{\lambda}(vt-x)\sin\varphi = O$$

und die in Q, welche den auſserordentlichen Strahl E giebt:

$$\sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}(vt-x+\varrho)\right)\sin\varphi + \sin\frac{2\pi}{\lambda}(vt-x)\cos\varphi = E.$$

Allein beim Austritt aus der Krystallplatte ist letztere um die von der durchlaufenen Dicke abhängige Gröſse ϑ beschleunigt, und demgemäſs wird sie

$$\sin\varphi \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}(vt-x+\varrho)+\vartheta\right) + \cos\varphi \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}(vt-x)+\vartheta\right) = E'.$$

Die nach der Zerlegung in einer auf P senkrechten Ebene A übrig bleibenden Theile werden also

$$O \cos(45^\circ-\varphi) - E' \sin(45^\circ-\varphi).$$

Diese Gröſsen entwickelt, lassen sich zuletzt reduciren auf die Form:

$$H \sin \frac{2\pi}{\lambda}(vt - x) + K \cos \frac{2\pi}{\lambda}(vt - x),$$

woraus, nach Reduction

$$H^2 + K^2 = 1 - \sin^2 2\varphi \cos\varrho - \cos 2\varphi \sin\varrho \sin\vartheta - \cos^2 2\varphi \cos\varrho \cos\vartheta.$$

Dieſs ist der Ausdruck für die Intensität des Lichts an irgend einer durch φ und ϑ bezeichneten Stelle der Ringe. Er ändert sich nach den verschiedenen Werthen von ϱ oder der Verzögerung, die aus Unterschieden in der Natur der Häutchen auf den Metallen entspringt, folgendermaſsen:

Ausdruck für die Intensität, bei gegebenem ϑ.

Werthe von ϱ.	Für φ im Allgemeinen.	$\varphi = \begin{cases} 0° \\ 180 \end{cases}$	$= \begin{cases} 45° \\ 225 \end{cases}$	$= \begin{cases} 90° \\ 270 \end{cases}$	$= \begin{cases} 135° \\ 315 \end{cases}$
I. 0	$1 - \sin^2 2\varphi - \cos^2 2\varphi \cos\vartheta$	$1 - \cos\vartheta$	0	$1 - \cos\vartheta$	0
III. $\frac{1}{2}\pi$	$1 - \cos 2\varphi \sin\vartheta$	$1 - \sin\vartheta$	1	$1 + \sin\vartheta$	1
II. π	$1 + \sin^2 2\varphi + \cos^2 2\varphi \cos\vartheta$	$1 + \cos\vartheta$	2	$1 + \cos\vartheta$	2
IV. $\frac{3}{2}\pi$	$1 + \cos 2\varphi \sin\vartheta$	$1 + \sin\vartheta$	1	$1 - \sin\vartheta$	1
V. 2π	$1 - \sin^2 2\varphi - \cos^2 2\varphi \cos\vartheta$	$1 - \cos\vartheta$	0	$1 - \cos\vartheta$	0
etc.	etc.	etc.	etc.	etc.	etc.

Natur der Ringe.

I. **Kreisrund, Mittelpunkt schwarz.**
II. **Verschoben.**
III. **Kreisrund, Mittelpunkt weiſs.**
IV. **Verschoben, entgegengesetzt wie II.**
V. **Kreisrund, Mittelpunkt schwarz.**
u. s. w.

Diese Veränderungen stimmen, durch eine Farbenordnung hin, mit den beobachteten, wenn der Anwuchs der Gröſse ϱ von 0 zu 2π einem Zuwachs von Einer Wellenlänge entspricht, oder wenn $\varrho = \frac{2\pi k}{\lambda}$ und k successiv gleich 0, $\frac{1}{4}\lambda$, $\frac{1}{2}\lambda$ etc. gesetzt wird.

VI. *Ueber die Polarisation des Lichts an Metallen; von Hrn.* Jamin.

(*Compt. rend. T. XXI, p.* 430. — Vom Verf. gemachter Auszug aus seiner Abhandlung.)

Diese Arbeit befaſst sich mit Untersuchung der Modificationen, welche das polarisirte Licht erleidet, wenn es an Metallen reflectirt wird, die mit einer dünnen Oxydschicht bekleidet sind.

Ich bediente mich dazu theils Stahlplatten, welche die beim Anlassen erzeugten Farben besaſsen, theils Neusilberplatten (*Lames de maillechort*), auf welche ich durch das Verfahren des Hrn. Becquerel dünne Schichten von Bleioxyd abgelagert hatte. Die letzteren zeigten eine Reihe paralleler Fransen, deren Farben den durchgelassenen Ringen Newton's analog, obwohl nicht ganz gleich waren.

Zuvörderst hatte ich zu untersuchen, ob die Erscheinungen bei diesen Platten denen ähnlich seyen, welche Hr. Arago entdeckt hat, als er zwischen einer Metallfläche und einer convexen Linse Farbenringe bildete. Bekanntlich sind in diesem Fall die Ringe, welche von einem gegen die Reflexionsebene senkrecht polarisirtem Licht erzeugt werden, identisch mit den unter der Incidenz Null reflectirten Ringen, verschwinden vollständig, wenn die Reflexion unter dem Polarisationswinkel des Glases geschieht, und kommen bei einem schieferen Einfall wieder zum Vorschein, allein mit complementaren Farben, so daſs sie die Farben der durchgelassenen Ringe zeigen.

Nehmen wir nun eine der gefärbten Neusilberplatten, beleuchten sie mit einem durch ein rothes Glas homogen gemachten und im Azimut Null polarisirten Lichte,

so finden wir, daſs die Fransen unter keinem Einfallswinkel verschwinden. Wir haben hier also ein neues Phänomen zu untersuchen.

Wenn indeſs die Abwechslungen von Hell und Dunkel auch nicht ganz verschwinden, so werden sie doch bei einer gewissen Incidenz weniger scharf. Die Fransen der ersten Ordnungen werden fast unsichtbar, und die, welche einer gröſseren Dicke der Oxydschicht entsprechen, schwächen sich in weit geringerem Grade. Diese, obwohl entfernte Analogie hat mir erlaubt, diese Incidenz als die des Polarisationsmaximums für die Substanz des Oxyds zu betrachten. Ich habe demnach, wie es schon Hr. Brewster gethan, angenommen, diese Incidenz genüge der Relation:

$$\operatorname{tang} I = n.$$

Nachdem somit der Brechungsindex des Oxyds bestimmt worden, beleuchte man die Platte mit einem zwar homogenen, aber im Azimut 90° polarisirten Licht, und bestimme mit Sorgfalt die Lage der Maxima und Minima. Man wird finden, daſs sie mit der Incidenz bedeutend variiren.

Ich habe durch ein rein experimentelles Verfahren die relativen Dicken der dünnen Schicht bestimmt, und eine Curve construirt, deren Ordinaten diese Dicke für alle Punkte einer Platte angeben. Ich konnte alsdann untersuchen, welche Relation existire zwischen den Dikken, die einer selben Franse unter verschiedenen Incidenzen entsprechen. Die Beobachtungen bestätigten mit groſser Genauigkeit die schon bekannte Formel

$$e' = \frac{e}{\cos r'},$$

worin e und e' die Dicken unter dem Einfall 0° und unter irgend einer Schiefe, und r der Brechungswinkel.

Nachdem wir dieſs erste Gesetz erhalten, wollen wir zu dem Fall zurückkehren, wo das homogene einfallende Bündel im Azimut 0° polarisirt ist.

Die Lage der Fransen variirt noch mit der Incidenz und ihre Verschiebungen sind sogar ausgedehnter als im vorherigen Fall. Wenn man überdieſs in den beiden Fällen, wo das einfallende Licht in den Azimuten 0° und 90° polarisirt ist, die Lagen einer selben Franse untersucht, so findet man sie im Allgemeinen verschieden, und folglich sind die ihnen entsprechenden Dicken nicht dieselben.

Dieſs Resultat führt zu einer wichtigen Folgerung. Es lehrt uns, daſs die Dicke der dünnen Schicht nicht allein die Phasendifferenz erzeugt, welche die von der ersten und der zweiten Fläche reflectirten Strahlen zur Interferenz bringt; sondern daſs der Act der Reflexion selbst auch eine Verzögerung bewirkt, welche der aus dem Unterschied der durchlaufenen Wege entspringenden hinzutritt.

Werden die für ein bestimmtes Minimum durchlaufenen Wege, bei gleicher Incidenz, durch $2E\cos r$ für das Azimut 0° und $2e\cos r$ für das Azimut 90° bezeichnet, so giebt

$$2(E-e)\cos r$$

genau die aus einer einzigen Reflexion entspringende Phasendifferenz und, um ihre numerischen Werthe zu erhalten, braucht man nur E, e und r unter allen Incidenzen zu messen.

Um hier die allgemeine Formel für diese verschiedenen Werthe zu geben, eine Formel, die einiger Verificationen bedarf, will ich angeben, wie sie variirt.

Unter senkrechter Incidenz fallen die beiden Fransensysteme zusammen; die Phasendifferenz ist also Null; allein unter einem Winkel von 18 bis 20° wird sie sichtbar, nimmt rasch bis 90° zu und wird in diesem Falle einer halben Undulation gleich.

Der Winkel des Polarisationsmaximums für die Neusilberplatten ist ungefähr 65°; suchen wir für diese Incidenz die Phasendifferenz, so finden wir sie gleich einer Viertelwelle.

Setzen wir endlich voraus, wir berechneten die Formel:

$$\tang \varphi = \frac{\cos(1+r)}{\cos(1-r)},$$

so können wir die beiden Incidenzen i und i' finden, die eine gröſser, die andere kleiner als der Winkel des Polarisationsmaximums, welche bis auf das Zeichen den Werth der *tang*. φ gleich machen; und wenn wir für jedes so erhaltene Werthepaar die Phasendifferenzen d und d' messen, so genügen sie immer der Bedingung

$$d+d'=\tfrac{1}{2}\lambda.$$

Ich kann nicht unterlassen aus diesen Resultaten eine Folgerung zu ziehen, die bemerkenswerth ist, obwohl sie zu einer Klasse von Erscheinungen gehört, die mit der, welche uns beschäftigt, nicht ganz einerlei ist: ich meine die Polarisation an Metallen.

Hr. Brewster hat gefunden, daſs polarisirtes Licht bei Reflexion von einer einzigen Metallfläche nicht mehr die feste Polarisation behält; daſs es aber, wenn man es abermals mit einer Metallfläche auffängt, wieder fest polarisirt werden kann. Dieſs geschieht immer, wenn die Einfallswinkel an beiden Metallplatten denen des Polarisationsmaximums gleich sind. Es geschieht auch noch, wie er gefunden hat, wenn die Einfallswinkel, obgleich verschieden, immer denselben Werth von φ in der Formel

$$\tang \varphi = \frac{\cos(1+r)}{\cos(1-r)}$$

geben.

Diese Thatsachen sind einfache Folgerungen aus den eben angeführten Resultaten. In der That kann das an der ersten Metallfläche reflectirte Licht zerlegt werden in zwei nach den Azimuten 0° und 90° polarisirten Bündeln, die, wenn die Reflexion beim Polarisationsmaximum geschieht, eine Phasendifferenz von $\frac{1}{4}\lambda$ unter sich besitzen. Nun weiſs man, daſs diese beiden Bündel, wenn ihre Intensitäten gleich sind, ein circular polarisirtes Licht,

und wenn sie, wie im gegenwärtigen Fall, ungleich intensiv sind, ein elliptisches Licht hervorbringen. Fängt man also dieses Licht, unter derselben Incidenz, mit einer zweiten Platte auf, so verdoppelt man den Phasenunterschied, und die Polarisation wird wieder fest. Der zweite Fall erklärt sich mit derselben Leichtigkeit.

Es ist also zu hoffen erlaubt, daſs die der Academie vorgelegten Versuche ein Mittel liefern, die wahren Elementargesetze der Lichtpolarisation an Metallen aufzufinden. Lassen wir aber diesen vielleicht voreiligen Schluſs bei Seite und untersuchen den Fall, wo das einfallende Licht weder in der Einfallsebene noch winkelrecht darauf polarisirt ist.

Ich habe gleichförmig gefärbte Platten angewandt, meistens von Stahl, einige auch von Neusilber.

Die Rechnung zeigt leicht, daſs wenn man ein elliptisch polarisirtes Bündel von homogenem Licht mit einem doppelt-brechenden Prisma auffängt, die beiden Bilder verschiedene Intensitäten haben, und daſs es für den Zerleger eine Richtung giebt, bei welcher das auſserordentliche Bild auf seinem Minimum, und das ordentliche auf seinem Maximum ist. Es ist der Fall, wenn der Hauptschnitt des Prismas winkelrecht ist auf der groſsen Axe der Ellipse, welche die Aethertheilchen beschreiben.

Suchen wir für alle Werthe der Incidenz i die Richtung, bei welcher das auſserordentliche Bild ein Minimum ist, so finden wir die Formel:

$$\text{tang}\, A' = \text{tang}\, A \frac{\cos(i+r)}{\cos(i-r)},$$

wo A' der Winkel dieser Richtung des Zerlegers mit der Reflexionsebene ist.

Die Relation $\frac{\sin i}{\sin r} = n$ wird durch einen besonderen Versuch bestimmt; sie hat hier nicht die gewöhnliche Bedeutung, indem der Winkel r nicht der der Brechung ist.

Laſsen wir ein polariſirtes Bündel von weiſsem Licht auf die Platte fallen, so wird jede der darin enthaltenen einfachen Farben nach der Reflexion elliptisch polariſirt seyn, aber die Richtung der Axe der Ellipse ist nicht dieselbe für jede. Daraus kann man schlieſsen:

1) Daſs die Farbe einer Platte beim Drehen des Zerlegers sich ändert, und daſs sie eine Reihe von Farben, analog denen einer winkelrecht auf die Axe geschnittenen Bergkrystallplatte, durchläuft;
2) daſs die beiden Bilder ihre Farben gegenseitig verwechseln, wenn man von einem Winkel α zu dem $90^0 + \alpha$ übergeht;
3) daſs ein selbes Bild wieder dieselben Veränderungen durchläuft, wenn man von α zu $180^0 + \alpha$ übergeht.

VII. *Ueber die durch polariſirtes Licht in homogenen Flüssigkeiten hervorgebrachten Farben; von Augustin Fresnel.*

[Diese Abhandlung des unvergeſslichen Begründers der neueren Optik wurde der Pariser Academie am 30. März 1818 vorgelegt; sie wurde aber nicht sogleich gedruckt, und nach dem bald darauf erfolgenden beklagenswerthen Tode ihres Verfassers kam sie abhanden, so daſs das Publikum nichts weiter von ihrem Inhalt erfuhr, als was kurze Notizen oder verwandte Aufsätze (wie der in den Ann. Bd. 21, S. 276) davon zur Kunde gebracht hatten. Erst in diesem Jahre ist man so glücklich gewesen, nicht nur die vorliegende, sondern auch die nächstfolgende Abhandlung, so wie überhaupt den ganzen Schatz der Tagebücher des groſsen Physikers unter den Papieren seines Bruders, des Hrn. Léonor Fresnel, wieder aufzufinden. Hr. Biot hat darüber in den *Compt. rend.* vom 9. März d. J. umständlich Nachricht gegeben, und auch veranlaſst, daſs zunächst diese genannten beiden Abhandlungen in den *Ann. de chim. et de phys. Ser. III, T. XVII*, veröffentlicht worden sind. *P.*]

Hr. Biot hat zuerst bemerkt, daſs mehre homogene Flüssigkeiten die Eigenschaft besitzen, polariſirtes Licht

zu

zu färben und das auſserordentliche Bild wieder hervorzurufen, wie krystallisirte Substanzen. Diese schöne Entdeckung hat bewiesen, daſs die polarisirende Thätigkeit der Körper unabhängig von der Anordnung der Theilchen und folglich bloſs von deren Constitution ausgeübt werden kann.

Seit langer Zeit lieſs die Analogie mich vermuthen, daſs diese Polarisationserscheinungen in den Flüssigkeiten von einer Doppelbrechung begleitet seyen wie in den Krystallen. Die Färbung des Lichts erklärt sich übrigens nach der Undulationstheorie auf eine so genügende Weise durch das Zusammentreffen zweier Wellensysteme, daſs es sehr natürlich war, die Existenz derselben selbst in homogenen Flüssigkeiten anzunehmen, als man diese Flüssigkeiten Farben hervorbringen sah.

Die Interferenztheorie liefert mehre sehr einfache Mittel, die geringsten Unterschiede im Gange zweier aus derselben Quelle entsprungener Wellensysteme zu erkennen. Man kann dazu z. B. das Phänomen der Farbenringe oder die aus dem Zusammentreffen zweier Lichtbündel entstehenden Fransen anwenden.

Ich habe zunächst das erste Verfahren benutzt. Ich preſste zwei Prismen an einander, so daſs sie Farbenringe bildeten, und lieſs dann unter dem Winkel der vollständigen Polarisation das Licht einer Lampe auf die in Berührung stehenden Flächen fallen. Die so reflectirten Strahlen gingen durch ein mit Terpenthinöl gefülltes Rohr von $1^m,715$ Länge. Wegen der Entfernung der Prismen bediente ich mich eines Operngucker zum Beobachten der Ringe.

Mit dem Gucker allein gewahrte ich nicht mehr Ringe durch das Terpenthinöl als ohne dasselbe. Als ich aber ein Kalkspathrhomboëder im Innern des Fernrohrs anbrachte, so daſs zwei getrennte Bilder entstanden, sah ich in jedem derselben eine weit gröſsere Zahl von Ringen; sie erstreckten sich bis zu Dicken der Luftschicht,

wo ich zuvor keine entdecken konnte [1]). Das Erscheinen dieser neuen Ringe läſst sich nur durch die Annahme erklären, daſs in dem Intervall der sie erzeugenden Wellensysteme eine Verringerung eingetreten ist, oder was dasselbe heiſst, daſs ein Theil des an der Vorderfläche der Luftschicht reflectirten Wellensystems die Röhre etwas langsamer durchlaufen hat als ein Theil des an der Hinterfläche reflectirten. Man muſs also annehmen, daſs das Terpenthinöl, wie ein Krystall, den Gang des Lichts nach zwei verschiedenen Graden verlangsamt. Da die an der Vorder- und Hinterfläche der Luftschicht reflectirten Strahlen gleichmäſsig die Doppelbrechung dieser Flüssigkeit erleiden müssen, so folgt daraus, daſs die neuen Ringe höchstens durch die Hälfte des zum Auge gelangenden Lichts gebildet sind, wornach sie also weit schwächer als die übrigen seyn müssen.

Gegen die so eben aus diesem Versuch *gezogenen* Folgerungen könnte man einwenden, daſs, da die Umstände zur Entstehung der neuen Ringe genau dieselben sind, welche die Farben im Terpenthinöl entwickeln, die Vereinfachung des Lichts möglicherweise die Ursache der Vermehrung der Ringe sey. Allein zuvörderst muſs ich darauf antworten, daſs diese Farben wegen groſser Länge der Röhre sehr schwach waren, sie sogar bei gewissen Stellungen des Kalkspathrhomboëders unwahrnehmbar wurden, da die beiden Bilder nur noch die eigene Farbe der Flüssigkeit zu besitzen schienen. Man wird überdieſs

1) Hr. Arago hat vor langer Zeit einen ganz ähnlichen Versuch mit senkrecht gegen die Axe geschnittenen Bergkrystallplatten angestellt. Man bekommt auch dieselbe Erscheinung mit Bergkrystall- oder Gypsplatten, die parallel der Axe geschnitten sind, nur dürfen sie nicht dick seyn. Wenn sie bloſs 1 oder 2 Millimeter dick sind, finden sich die neuen Ringe vollständig getrennt von denen, die den Berührungspunkt umgeben, zum einleuchtenden Beweise der Doppelbrechung des Krystalls. Diese Eigenschaft der Krystallplatten könnte gleichgut angewandt werden um ihre Doppelbrechung, ihre Dicke oder die Krümmung der Objective von Teleskopen zu messen.

sehen, daſs mehre andere Erscheinungen die Hypothese einer Doppelbrechung im Terpenthinöl bestätigen.

Nachdem ich dasselbe Rohr in ein dunkles Zimmer gebracht, richtete ich es auf einen Lichtpunkt, vor welchem ich eine Glassäule aufgestellt hatte, um das einfallende Licht zu polarisiren. Vor das andere Ende des Rohrs stellte ich, unter dem Winkel der vollständigen Polarisation, zwei unbelegte Glasplatten, die sehr wenig gegen einander neigten, um Fransen von hinreichender Breite hervorzubringen. Als ich nun das so reflectirte Licht mit einer Lupe untersuchte, erkannte ich das Daseyn dreier Fransensysteme, die sich berührten und etwas mit einander vermengten, da die Röhre nicht lang genug war.

Das System in der Mitte, entstanden aus der Superposition der Fransen, welche durch das Zusammentreffen der Strahlen von gleicher Refraction gebildet worden, war weit intensiver als die beiden anderen, die aus dem Zusammentreffen der Strahlen von entgegengesetzter Refraction hervorgingen. Das Licht war nicht lebhaft genug, um mich in diesen die Lage der dunklen Streifen erster Ordnung recht unterscheiden zu lassen; allein so weit ich es beurtheilen konnte, schien mir, daſs der Mittelpunkt jedes der beiden Systeme, zur Rechten und Linken, um sieben Fransenbreiten vom Mittelpunkt des mittlichen Systemes abstand. Aus einem anderen genaueren Versuch, dessen ich am Ende dieser Abhandlung erwähnen werde, geht hervor, daſs die durch dieses Rohr erzeugten schwachen Farben zur sechsten Ordnung gehörten.

Wenn das Daseyn einer Doppelbrechung im Terpenthinöl eine groſse Analogie zwischen dem Phänomen der Färbung dieses Oels und dem, welches dünne parallel der Axe geschnittene Krystallblättchen zeigen, herstellt, so weichen doch beide in mehrer Beziehung wesentlich von einander ab. Bei Krystallblättchen wird durch Dre-

hen des Kalkspathrhomboëders nur die Intensität der Farbe geändert, nicht die Natur derselben. Beim Terpenthinöl dagegen ändert dieselbe Drehung des Kalkspaths die Natur der Farbe, ohne deren Intensität zu schwächen. Endlich kann man die Röhre, welche das Oel enthält, um sich selber drehen, ohne daſs dieſs in der Natur oder Lebhaftigkeit der Farben irgend eine Aenderung hervorbringt; während, wenn man die Krystallplatte in ihrer Ebene dreht, die Farben stärker oder schwächer, bis zum vollen Weiſs, zurückgeführt werden.

Die sonderbare Modification, welche die vollständige Reflexion beim Azimut 45° dem polarisirten Lichte einprägt und ihm, bei Untersuchung mit einem Kalkspathrhomboëder, das Ansehen einer gänzlichen Depolarisation ertheilt, nimmt ihm jedoch bekanntlich nicht die Eigenschaft, Krystallblättchen zu färben. Diese Farben sind eben so lebhaft, wie die vom gewöhnlichen polarisirten Licht erzeugten, nur sind sie von anderer Art. Hier ist nun noch eine charakteristische Verschiedenheit zwischen der Wirkung der Krystallblättchen und der des Terpenthinöls. Das so modificirte Licht färbt sich nicht mehr in dem Oel, und scheint, bei dieser Probe, eben so vollständig depolarisirt, wie wenn man es unmittelbar durch ein Kalkspathrhomboëder geleitet hätte.

Vor das Ende einer $0^m,5$ langen, mit Terpenthinöl gefüllten Röhre brachte ich ein Glasparallelepiped, in welchem die einfallenden, zuvor polarisirten Strahlen zwei vollständige Reflexionen erlitten, in einer Ebene, die um 45° gegen die der ursprünglichen Polarisation neigte. Als ich nun durch ein Kalkspathrhomboëder in das andere Ende der Röhre sah, erblickte ich keine Spur von Färbung mehr, sobald die Strahlen unter gehöriger Incidenz im Glasparallelepiped reflectirt worden waren. Dagegen entfaltete das polarisirte Licht, welches nicht diese Modification erlitten hatte, in derselben Röhre Farben von der gröſsten Lebhaftigkeit. Bergkrystall, senkrecht

gegen die Axe geschnitten, giebt unter diesen Umständen dieselbe Wirkung wie Terpenthinöl.

Da das polarisirte Licht, welches durch die doppelte Reflexion modificirt worden, sich nicht mehr in dieser Flüssigkeit färbt, so läſst die Analogie erwarten, daſs es mit dem oben beschriebenen Apparat nur ein einziges Fransensystem geben werde, und dieſs bestätigt auch die Erfahrung.

Es ist natürlich aus diesen beiden Versuchen zu schlieſsen, daſs das so modificirte Licht nur eine einzige Brechung im Terpenthinöl erleide. Um diese Folgerung zu bewahrheiten und mich zu versichern, daſs wirklich das zur Röhre austretende Licht dann nur noch ein einziges Fransensystem enthalte, lieſs ich es durch eine dünne Krystallplatte gehen, und ich sah, daſs es nun dieselben Farben entfaltete, wie wenn es nicht durch Terpenthinöl gegangen war, oder wenigstens wichen die Farben nur sehr wenig davon ab, und diese geringe Abweichung entsprang aus der eigenen Farbe der Flüssigkeit, wie man leicht erkannte, wenn man das einfallende Licht vor seiner ersten Polarisation durch das Oel gehen lieſs.

Ein anderer, recht merkwürdiger Versuch, welcher vielleicht noch besser beweist, daſs das Terpenthinöl in dem besagten Fall das Licht unverändert läſst, ist folgender: Wenn polarisirte Strahlen die zwei vollständigen Reflexionen unter dem Azimut 45° gegen die Ebene der ursprünglichen Polarisation erlitten haben, und man unterwirft sie dann abermals zwei solchen Reflexionen in einem zweiten Glasparallelepiped, so nehmen sie alle Eigenschaften der vollkommenen Polarisation wieder an. Es ist dieſs eine Erscheinung, die sich nach der in meiner letzten Abhandlung entwickelten Theorie leicht erklärt. Nun findet dasselbe Phänomen noch statt, wenn man ein mit Terpenthinöl gefülltes Rohr, wie lang es auch sey, zwischen die beiden Glasparallelepipede bringt. Mit-

hin sind die Modificationen, die den einfallenden Strahlen eingeprägt wurden, nicht durch die Dazwischenstellung der Flüssigkeit verändert worden.

Wenn man das Glasparallelepiped, statt am vorderen Ende der Röhre, auf Seite des Auges anbringt, so wird das polarisirte Licht nach dem Durchgang durch das Oel zweimal in dem Parallelepiped reflectirt und zeigt nun die Kennzeichen eines Lichtbündels, der durch ein dünnes, mit der Axe paralleles Krystallplättchen gegangen wäre. Denn wenn man das Kalkspathrhomboëder dreht, ändert man nicht mehr die Natur, sondern bloſs die Intensität der Farben, die in den beiden auf seinem Hauptschnitt rechtwinklichen Richtungen, wenn dieser Schnitt um 45° gegen die Ebene der ursprünglichen Polarisation neigt, in vollkommenes Weiſs übergehen. Dagegen erreichen die Farben den höchsten Grad ihrer Lebhaftigkeit, sobald der Hauptschnitt des Rhomboëders parallel oder winkelrecht zu jener Ebene ist. Was die Natur derselben betrifft, so hängt sie von der Lage des Glasparallelepipedes ab, und sie ist genau die der Farben, welche man direct ohne dessen Dazwischensetzung erhalten würde, wenn man den Hauptschnitt des Rhomboëders in dasselbe Azimut stellte.

Modificirt man solchergestalt durch die doppelte vollständige Reflexion das durch das Terpenthinöl gegangene Licht, so kann man die Wirkungen dieser Flüssigkeit mit denen eines der Axe parallelen Krystallblättchens combiniren, wie man die Effecte zweier solcher Blättchen unter einander combinirt. Allein damit die Addition oder Subtraction der Farben auf eine ganz ähnliche Weise vor sich gehe, damit z. B. bei einem Blättchen von gehöriger Dicke eins der Bilder vollständig verschwinde, muſs die Ebene der doppelten Reflexion in ein gewisses, von der Länge der Röhre abhängiges Azimut gedreht seyn. Dieses Azimut ist in dem besonderen Fall der vollständigen Compensation dasjenige, welches

dieselbe Farbe giebt wie das Krystallblättchen. Wenn die Axe des Blättchens sich links von der Ebene der doppelten Reflexion befindet, addiren sich die Farben; befindet es sich aber rechts davon, so subtrahiren sie sich. Das Umgekehrte findet statt bei einer Flüssigkeit wie das Citronenöl, dessen polarisirende Wirkung in entgegengesetzter Richtung wie die des Terpenthinöls geschieht.

In der letzten Abhandlung, welche ich der Academie zu überreichen die Ehre hatte, beschrieb ich einen Apparat, mittelst dessen man, mit einem der Axe parallelen Krystallblättchen, die Farbenerscheinungen des Terpenthinöls und der winkelrecht gegen die Axe geschnittenen Bergkrystallplatten nachahmen kann. Er besteht aus zwei Glasparallelepipeden in rechtwinklicher Stellung mit einem Krystallblättchen dazwischen, so daſs das polarisirte Lichtbündel sowohl vor Eintritt in das Blättchen, als nach dem Austritt die doppelte Reflexion erleidet, allein im zweiten Falle in winkelrechter Ebene zu dem ersten, indem diese beiden Ebenen um 45° gegen die Krystallaxe neigen. Das System aus den beiden so vereinigten Glasparallelepipeden und dem Krystallblättchen besitzt die sonderbare Eigenschaft, daſs man es zwischen den beiden äuſseren Polarisationsebenen drehen kann, wie eine gegen die Axe winkelrechte Bergkrystallplatte, ohne weder die Natur, noch die Intensität der Farben zu ändern; während man, wenn man eine dieser Ebenen gegen die andere dreht, alle die verschiedenen Farben erhält, welche in demselben Falle eine winkelrecht gegen die Axe geschnittene Bergkrystallplatte und das Terpenthinöl zeigt.

Noch mehr: wenn man das einfallende Licht die doppelte vollständige Reflexion in einer um 45° gegen die ursprüngliche Polarisationsebene geneigten Ebene erleiden läſst, so färbt es sich nicht mehr beim Durchgang durch diesen Apparat, in welches Azimut es auch gedreht sey; und wenn es diese Modification, statt vor Eintritt

in diesen Apparat, nach Austritt aus demselben empfängt, so nimmt es ebenfalls, wie beim Terpenthinöl in ähnlichem Fall, dieselben Kennzeichen an, wie wenn es unmittelbar nach seinem Austritt aus dem Krystallblättchen mit einem Kalkspathrhomboëder aufgefangen wäre.

Wenn endlich das einfallende Licht, nachdem es vor dem Eintritt in diesen Apparat durch zwei aufeinanderfolgende Reflexionen vollständig depolarisirt worden ist, nach seinem Austritt noch zwei Mal in einem Glasparallelepiped vollständig reflectirt wird, so findet es sich auf den Zustand der vollkommenen Polarisation zurückgeführt, wie wenn man den Apparat fortgelassen oder statt seiner ein mit Terpenthinöl gefülltes Rohr genommen hätte. Es scheint also nach dieser Reihe zahlreicher und mannigfaltiger Thatsachen, daſs der beschriebene Apparat alle optischen Eigenschaften des Terpenthinöls besitze. Und wirklich hatte ich dieſs anfangs auch geglaubt; allein eine aufmerksamere Untersuchung zeigte mir, daſs zwischen beiden Arten von Erscheinungen ein beträchtlicher Unterschied vorhanden ist.

Nachdem ich am Ende einer mit Terpenthinöl gefüllten Röhre von $0^m,50$ Länge ein Glasparallelepiped solchergestalt angebracht hatte, daſs die durch dasselbe gegangenen Strahlen die doppelte vollständige Reflexion parallel der ursprünglichen Polarisationsebene erlitten, brachte ich das auſserordentliche Bild, welches violettroth war, durch Dazwischensetzung einer etwa $0^m,12$ dicken Gypsplatte zum Verschwinden, welche im auſserordentlichen Bilde fast dieselbe Farbe gab, d. h. das äuſserste Roth der zweiten Ordnung, oder das Purpur der dritten. Berechnete ich nun, nach der Theorie des eben besprochenen Apparats, aus dieser Angabe die scheinbare Drehung der Polarisationsebene der rothen Strahlen im Terpenthinöl, so fand ich einen fast doppelt so groſsen Winkel, wie Hr. Biot, der mir sein Resultat mittheilte, durch directe Messungen gefunden hatte. Um zu ent-

decken, wovon ein so groſser Unterschied herrühre, wollte ich die Reihe der vom Terpenthinöl erzeugten Farben von 0 bis 50 Centim. Länge beobachten. Nachdem ich die Röhre senkrecht gestellt und den Hauptschnitt des Kalkspathrhomboëders in der ursprünglichen Polarisationsebene befestigt hatte, lieſs ich das Oel langsam aus der Röhre flieſsen; mit Erstaunen sah ich das auſserordentliche Bild ein schwach gefärbtes Weiſs durchlaufen und endlich in Schwarz übergehen, ohne das Roth erster Ordnung zu zeigen.

Dieſs Roth ist von dem der zweiten Ordnung hinreichend verschieden, als daſs man es mit demselben verwechseln könnte; durch den bloſsen Anblick kann man erkennen, daſs dasjenige, welches 50 Centimetern Terpenthinöl entspricht, nicht das Roth erster Ordnung ist. Was überdieſs noch besser seinen Rang bestimmt, ist die Dicke der Krystallplatte, welche das auſserordentliche Bild verschwinden machte. Man wird vielleicht einwerfen, daſs, da dieses Verschwinden nur mittelst des Glasparallelepipeds stattfand, die doppelte Reflexion möglicherweise die vom Terpenthinöl erzeugte Farbe geändert und in der Ordnung der Ringe herabgerückt hätte. Allein, wenn man zugleich die directen und die reflectirten Bilder betrachtet, kann man sich zuvörderst überzeugen, daſs ihre Farbe durchaus dieselbe ist; zweitens beweisen Erfahrung und Theorie, daſs die doppelte Reflexion unter der Incidenz, welche die vollständige Depolarisation erzeugt, alle Strahlen in derselben Weise modificirt, und daſs, wenn sie im Allgemeinen das Intervall, welches zwei im entgegengesetzten Sinne polarisirte Wellensysteme trennt, verändert, diese Veränderung für jede Strahlenart proportional der Länge ihrer Vibrationen ist, so daſs sie die Farbe weder heben noch senken kann, und deren Rang alleinig abhängt vom Verhältniſs des constanten Theils des Intervalls zu den Längen der verschiedenen Lichtwellen. Es bleibt mithin gewiſs, daſs das auſser-

ordentliche Bild vom Schwarz zum Roth zweiter Ordnung übergeht, ohne das Roth erster Ordnung zu durchlaufen.

Dieser Gang der Farben, obwohl scheinbar so wunderlich und so im Widerspruch mit den Phänomenen bei den reflectirten Ringen, läſst sich sehr einfach durch die Annahme erklären, daſs die Doppelbrechung im Terpenthinöl nicht gleich ist für die Strahlen verschiedener Art, stärker für die, deren Vibrationen die kürzeren sind. Wie bekannt ist im Kalkspath die Doppelbrechung der violetten Strahlen stärker als die der rothen, und wahrscheinlich verhält es sich eben so in anderen Krystallen; allein diese Unterschiede sind zu gering im Verhältniſs zum Geschwindigkeitsunterschied zwischen dem ordentlichen und dem auſserordentlichen Strahl. Deshalb haben wir bisjetzt vorausgesetzt, daſs das Intervall, welches die beiden Wellensysteme trennt, für die Strahlen verschiedener Farbe beinahe gleich sey. Allein wenn die Doppelbrechung wie im Terpenthinöl äuſserst schwach wird, oder die Geschwindigkeiten der ordentlichen und der auſserordentlichen Strahlen kaum um ein Milliontel von einander abweichen, so ist es sehr möglich, daſs die Dispersion der Doppelbrechung (wenn ich mich so ausdrükken darf) ein beträchtlicher Theil von der Doppelbrechung selbst ist. Aus einigen approximativen Messungen, die weiterhin in dieser Abhandlung angeführt sind, würde folgen, daſs die Doppelbrechung der äuſsersten violetten Strahlen ungefähr das Anderthalbfache von der der äuſsersten rothen Strahlen seyn müſste. Diese Hypothese scheint mir weder unwahrscheinlich, noch der Analogie zuwider, als daſs man sie nicht bis zum Aeuſsersten ausdehnen sollte, und wenn man sie annimmt, kann man die erwähnte sonderbare Anomalie erklären, die sonst unerklärlich scheint.

Leicht begreift man, daſs wenn das Intervall zwischen zwei Wellensystemen nicht mehr für alle Strahlen

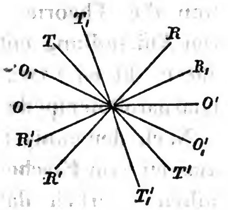
gleich bleibt, wie in dem Phänomen der Farbenringe oder dem bei den dünnen Krystallblättchen, sondern mit der Länge der Lichtvibrationen sich ändert, alsdann der Gang der Farben ein ganz anderer seyn kann, weil dieſs Intervall desto gröſser ist als die Vibrationen kürzer sind, was das Verhältniſs zwischen seiner Länge und der der Lichtwellen doppelt variiren macht. Daher gelangt man zum Roth zweiter Ordnung, wenn das Intervall zwischen den beiden rothen Wellensystemen noch nicht das überschritten hat, welches das Roth erster Ordnung geben würde, wenn es in Strahlen von verschiedener Farbe dasselbe wäre.

Diese Hypothese erlaubt auf die von homogenen Flüssigkeiten ausgeübte Polarisation die Theorie anzuwenden, welche ich in der früheren Abhandlung entwikkelt habe, um die Farben zu erklären, die eine zwischen zwei auf einander winkelrechte Glasparallelepipede eingeschaltete Krystallplatte erzeugt. Nach den innigen Beziehungen, die zwischen beiden Klassen von Erscheinungen vorhanden sind, ist es zu glauben natürlich, daſs sie aus denselben allgemeinen, den Lichtstrahlen eingeprägten Modificationen entspringen, und daſs der Unterschied, den sie in dem Farbengang zeigen, alleinig davon herrührt, daſs die Doppelbrechung nicht gleich ist in den flüssigen Theilchen für die verschiedenen Strahlen, während sie dagegen in der Krystallplatte beinahe constant ist.

Offenbar muſs man in der individuellen Constitution dieser Theilchen die Ursache der Farbenerscheinungen suchen, zu denen sie Anlaſs geben, weil sie von deren Anordnung unabhängig sind, und zugleich von deren Form dermaſsen abhängen, daſs, je nach der Natur der Flüssigkeit, das Licht sich, um mich eines Ausdrucks von Hrn. Biot zu bedienen, von der Linken zur Rechten, oder von der Rechten zur Linken dreht. Ich werde also voraussetzen, sie seyen so constituirt, daſs sie den durchgehenden Lichtstrahlen die Modificationen einprägen, wel-

che sie in dem oben erwähnten Apparat erleiden, d. h. daſs das Licht beim Eintritt in jedes Theilchen, und beim Austritt aus demselben dieselbe Modification erleide, welche ihm durch die doppelte vollständige Reflexion eingeprägt wird, und daſs es überdieſs im Innern des Theilchen die Doppelbrechung erfahre.

Zuvörderst will ich zeigen, wie aus dieser Hypothese hervorgeht, daſs die in einem so constituirten Theilchen ordentlich oder auſserordentlich gebrochenen Strahlen immer in ähnlichen Theilchen, die sie successiv durchlaufen, dieselbe Brechung erleiden, in welchen Azimuten auch die Axen dieser Theilchen liegen.



Sey $O\,O'$ der Hauptschnitt des ersten Theilchens, RR' und TT' die beiden Ebenen, die denen der doppelten Reflexion im Apparat entsprechen, und *Ein-* und *Austrittebene* heiſsen mögen; sie sind, zufolge der Hypothese, gegen einander rechtwinklich und gegen den Hauptschnitt um 45° geneigt. Sey $O_1\,O_1'$ der Hauptschnitt des zweiten vom Lichtbündel durchlaufenen Theilchen, und $R_1\,R_1'$ und $T_1\,T_1'$ die beiden Ebenen, nach welchen sie, beim Ein- und Austritt, die erwähnte Modification erleiden. Diese besteht, wie wir in der vorhergehenden Abhandlung ersehen haben, darin, daſs jedes Lichtbündel in zwei polarisirte Wellensysteme zerfällt, das eine parallel, das andere winkelrecht auf der Ebene, und das erstere um eine Viertelwelle gegen das zweite zurückstehend.

Betrachten wir nun den Theil des einfallenden Strahls, der im ersten Theilchen ordentlich gebrochen und nach $O\,O'$ polarisirt ist; sey er durch O bezeichnet. Beim Austritt aus dem Theilchen zerfällt er in zwei polarisirte Wellensysteme, das eine parallel, das andere winkelrecht

auf TT', und die Intensitäten, so wie die relativen Lagen derselben, werden vorgestellt durch die Ausdrücke:

$$\begin{array}{cc} \sqrt{\tfrac{1}{2}\,O_{\frac{1}{4}}} & \sqrt{\tfrac{1}{2}\,O} \\ O.T. & O.R. \end{array}$$

Wie ich in der vorhergehenden Abhandlung bemerkt habe, sind nämlich, wenn ein Wellensystem in zwei andere zerfällt, die Geschwindigkeiten der Aethertheilchen in ihren Oscillationen nicht proportional dem Quadrate der Cosinus und Sinus des Winkels OCT, sondern einfach dem Sinus und dem Cosinus, so daſs nicht die Summe der Geschwindigkeiten, sondern die Summe der Quadrate der Geschwindigkeiten constant ist. Es ist dieſs eine Folge des Princips der Erhaltung der lebendigen Kräfte bei den Vibrationen elastischer Körper.

Durch Wirkung der Eintrittsebene $R_1 R_1'$ des zweiten Theilchens wird jedes dieser Lichtbündel in zwei andere Wellensysteme zerfällt, wodurch dann vier entstehen. Bezeichnet man mit p den Winkel OCO, den der Hauptschnitt des zweiten Theilchens mit dem des ersten macht, so werden die Intensitäten ihrer Vibrationen seyn:

$$\begin{array}{cccc} \sqrt{\tfrac{1}{2}}\,.\,\sin p\,.\,O_{\frac{1}{4}}\;, & \sqrt{\tfrac{1}{2}}\,.\,\cos p\,.\,O_{\frac{1}{4}}\;, & \sqrt{\tfrac{1}{2}}\,.\,\cos p\,.\,O_{\frac{1}{4}}\;, & \sqrt{\tfrac{1}{2}}\,.\,\sin p\,.\,O. \\ O.T.R_1 & O.T.T_1 & O.R.R_1 & O.R.T_1'. \end{array}$$

Vermöge der Doppelbrechung dieses Theilchens zerfällt hierauf jedes dieser Bündel in zwei andere, polarisirt das eine parallel, das andere winkelrecht zur Ebene $O_1 O_1'$. Die Intensitäten der im zweiten Theilchen ordentlich gebrochenen Wellensysteme werden vorgestellt durch die Ausdrücke:

$$\begin{array}{cccc} +\tfrac{1}{2}\sin p\,.\,O_{\frac{1}{4}}\;, & +\tfrac{1}{2}\cos p\,.\,O_{\frac{1}{4}}\;, & +\tfrac{1}{2}\cos p\,.\,O_{\frac{1}{4}}\;, & -\tfrac{1}{2}\sin p\,.\,O. \\ O.T.R_1.O_1 & O.T.T_1.O_1 & O.R.R_1.O_1 & O.R.T_1'.O_1'. \end{array}$$

Addirt man die Ausdrücke, die gleichen Charakter-Buchstab haben, und erwägt, daſs $\frac{1}{2}$ an diesem Buchstab dem Minuszeichen gleich kommt, so erhält man $-\sin p\,.\,O$ und $\cos p\,.\,O_{\frac{1}{4}}$. Die Resultante dieser beiden um eine Viertelwelle verschiedenen Wellensysteme ist nun

$$= \sqrt{O^2 \sin^2 p + O^2 \cos^2 p}$$

oder O. Die Wellen also, die aus der ordentlichen Brechung im ersten Theilchen entspringen, erleiden im zweiten wiederum insgesammt die ordentliche Brechung, weil in beiden der Hauptschnitt in Bezug auf die Eintrittsebene nach derselben Seite gewandt ist.

Man kann dieses Prinzip noch bewahrheiten, wenn man die Intensität des nach der Ebene $E_1 E_1'$, winkelrecht auf dem Hauptschnitt $O_1 O_1'$, polarisirten Lichts berechnet. Man findet für die vier constituirenden Bündel:

$$\underset{O.T.R_1.E_1'}{-\tfrac{1}{2}\sin p . O_{\frac{1}{2}} \text{ oder } +\tfrac{1}{2}\sin p . O}, \quad \underset{O.T.T_1.E_1}{+\tfrac{1}{2}\cos p . O_{\frac{1}{2}}}, \quad \underset{O.R.R_1.E_1'}{-\tfrac{1}{2}\cos p . O_{\frac{1}{2}}},$$

$$\underset{O.R.T_1'.E_1'}{-\tfrac{1}{2}\sin p . O.}$$

Wie man sieht, sind die Ausdrücke mit gleichem Charakter-Buchstaben gleich und von entgegengesetztem Zeichen, so daſs diese vier Wellensysteme *sich* gegenseitig zerstören. Mithin kann keiner der ordentlichen Strahlen, die zum ersten Theilchen hinaustreten, die auſserordentliche Brechung im zweiten erleiden. Wenn man dieses umdreht, so daſs die Austritts- zur Eintrittsebene wird, so ist klar, daſs es sich in Bezug auf den Hauptschnitt auf derselben Seite befinden wird, und daſs folglich darin die Strahlen noch auf dieselbe Weise gebrochen werden.

Zu bemerken ist, daſs die eben gemachten Rechnungen und das dadurch gefundene Resultat unabhängig sind von den Intensitätsverhältnissen der von diesen Theilchen ausgeübten Doppelbrechungen, und daſs wir nur angenommen haben, diese Theilchen seyen in gleicher Weise constituirt, d. h. ihre Axen seyen in Bezug auf ihre Eintrittsebene nach gleicher Seite gewandt. Wie demnach auch die Neigung und selbst die Natur der verschiedenen successiv vom Licht durchlaufenen Theilchen beschaffen seyn mag, so werden doch die Strahlen, die ursprünglich die ordentliche oder auſserordentliche Brechung er-

litten haben, fortwährend in der ganzen Ausdehnung der Flüssigkeit dieselbe Art von Brechung erleiden. Die von uns angenommene Hypothese kann also erklären, wie es geschieht (was auf den ersten Blick schwierig zu begreifen scheint), daſs die von so unregelmäſsig geordneten Theilchen ausgeübte Doppelbrechung nicht mehr als zwei Lichtwellensysteme in der Flüssigkeit entwickelt.

Wenn die Flüssigkeit homogen ist, so addiren sich die Wirkungen aller Theilchen, und der Abstand zwischen den beiden Wellensystemen wächst im Verhältniſs zur Länge des Weges. Ist die Flüssigkeit zusammengesetzt aus zweierlei Arten von Theilchen, deren Axen jedoch in Bezug auf ihre Eintrittsebenen in gleicher Weise gedreht sind, so addiren sich ihre Effecte, wenn in beiden die raschere Brechung dieselbe ist; dagegen subtrahiren sie sich, wenn die rascheren Brechungen von entgegengesetzter Art sind. Das Umgekehrte findet statt, wenn die Theilchen ihre Axen, in Bezug auf ihre Eintrittsebenen, nach entgegengesetzten Seiten gewandt haben.

Man sieht auch, daſs das Gemenge irgend einer Anzahl verschiedenartiger Flüssigkeiten, deren Theilchen so beschaffen sind, auf das Licht dieselbe Wirkung ausüben muſs, welche dieses erfahren würde, wenn es nacheinander diese verschiedenen Flüssigkeiten durchliefe. Mithin kann das Problem in diesem allgemeinen Fall immer auf den besonderen einer homogenen Flüssigkeit zurückgeführt werden.

In der vorhergehenden Abhandlung, bei Entwicklung der Theorie des Apparats, welchen ich hier als Vorbild der Constitution der Theilchen nehme, habe ich bewiesen, daſs die Intensität und Lage der verschiedenen von ihm erzeugten Wellensysteme, vereinigt in irgend einer Polarisationsebene, unabhängig sind vom Azimut, in welches der Apparat gerichtet ist, und nur abhängen von der gegenseitigen Neigung der beiden äuſsersten Polarisationsebenen. Man kann also alle Flüssigkeitstheilchen

so gedreht annehmen, daſs ihre Hauptschnitte einander parallel sind. Betrachtet man dann eins dieser Theilchen, das zwischen zwei anderen liegt, so sieht man, daſs es seine Eintrittsebene winkelrecht hat auf der Austrittsebene des vorhergehenden, und somit den von diesem erzeugten Unterschied einer Viertelwelle vernichtet. Eben so ist seine Austrittsebene winkelrecht auf der Eintrittsebene des folgenden Theilchen, durch welches mithin die von ihm dem Licht eingeprägte Modification zerstört wird. Man kann also im Gedanken alle intermediären Ein- und Austrittsebenen fortlassen und braucht bloſs die Eintrittsebene des ersten Theilchens und die Austrittsebene des letzten beizubehalten. Es ist dann klar, daſs die von mir für den Apparat berechnete Formel auf die Flüssigkeit anwendbar ist.

Bezeichnet man demnach mit o und e die Anzahl der ordentlichen und auſserordentlichen Undulationen in der Flüssigkeit, und mit i den Winkel zwischen der ursprünglichen Polarisationsebene und dem Hauptschnitt des Kalkspathrhomboëders, welches zur Hervorrufung der Farben dient, so hat man als allgemeinen Ausdruck für die Intensität der Lichtschwingungen im ordentlichen Bilde

$$F\sqrt{\tfrac{1}{2}+\tfrac{1}{2}\cos\,[2i-2\pi(e-o)]} \text{ oder } F.\cos\,[i-\pi(e-o)]$$

und im auſserordentlichen Bilde

$$F\sin\,[i-\pi(e-o)],$$

wenn F die Intensität des einfallenden Bündels bezeichnet.

Diese Formeln sind für den Fall berechnet, daſs die Axe der zwischen den beiden Glasparallelepipeden befindlichen Krystallplatte rechts von der ersten Ebene der doppelten Reflexion liege; sie gelten also für Flüssigkeiten, deren Theilchen ihren Hauptschnitt rechts von der Eintrittsebene haben. Im umgekehrten Fall werden die Formeln

für das ordentliche Bild: $F\cos\,[i+\pi(e-o)]$,

- das auſserordentliche Bild: $F\sin\,[i+\pi(e-o)]$.

Hr. **Biot** hat gefunden, daſs der Winkel, um welchen

chen man den Hauptschnitt des Kalkspathrhomboëders drehen muſs, damit dieselbe Strahlenart aus dem auſserordentlichen Bilde verschwinde, proportional ist dem in der Flüssigkeit durchlaufenen Wege. Dieſs merkwürdige Gesetz ist eine unmittelbare Folge aus den obigen Formeln. Die betrachtete Strahlenart wird nämlich im auſserordentlichen Bilde Null seyn, wenn man hat

$$i \pm \pi(e-o)=0 \text{ oder } i=\pm\pi(e-o),$$

wo die oberen Zeichen für den Fall gelten, daſs die Theilchen ihren Hauptschnitt rechts von ihrer Eintrittsebene haben, und die unteren Zeichen für den entgegengesetzten Fall. Aber e und o sind proportional dem in der Flüssigkeit durchlaufenen Weg, mithin muſs auch der Winkel i ihm proportional seyn.

Setzt man $e>o$, so wird der erste Werth von i positiv und der zweite negativ. Da in den Rechnungen die Winkel von links nach rechts gezählt sind, so muſs man aus diesen Werthen von i schlieſsen, daſs das Licht sich im ersten Fall von links nach rechts, und im zweiten von rechts nach links drehen werde, zufolge Hrn. Biot's Ausdruck, der das Aeuſserliche der Erscheinung am einfachsten bezeichnet. Nimmt man dagegen $e<o$ an, so wird das Licht sich von der Linken zur Rechten drehen, wenn der Hauptschnitt der Theilchen links von ihrer Eintrittsebene ist, und von der Rechten zur Linken, wenn diese Ebene links vom Hauptschnitt liegt.

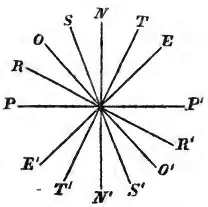
Hienach ist klar, daſs wenn das Licht folgweise zwei Flüssigkeiten durchläuft, die das Licht in entgegengesetztem Sinne drehen, die Wirkungen der einen auf jede Strahlenart sich subtrahiren von denen der anderen, so daſs man, bei einem homogenen Lichte, immer das auſserordentliche Bild vollständig zum Verschwinden bringen kann, wenn man eine der Röhren gehörig verkürzt oder verlängert. Es könnte indeſs geschehen, daſs beim weiſsen Lichte diese Compensation unmöglich wäre, wenn für die verschiedenen Strahlen die Veränderungen der

Doppelbrechung nicht dasselbe Gesetz in beiden Flüssigkeiten befolgten, weil dann das Verhältniſs der Längen, welche für eine Strahlenart eine genaue Compensation bewirkten, diese nicht für eine andere hervorbrächten.

Um die eben entwickelte Theorie zu vollenden, habe ich noch zwei zu Anfange dieser Abhandlung beschriebene Phänomene zu erklären. Wenn das polarisirte Licht, vor dem Durchgang durch das Terpenthinöl, im Azimut 45° die Modification empfangen hat, die ihm die doppelte vollständige Reflexion einprägt, so entwickelt es in dem Oel keine Farben mehr; und wenn es diese Modification nach dem Austritt aus der Röhre empfängt, so bleiben, beim Drehen des zur Beobachtung dienenden Kalkspathrhomboëders, die Farben beider Bilder constant, und nur die Intensität verändert sich, geht bis zum vollen Weiſs, wie die Farben der parallel der Axe geschnittenen Krystallblättchen.

Der Grund der ersten Erscheinung ist sehr einfach: das Licht erleidet alsdann in der Flüssigkeit nur eine einzige Brechung. Wirklich haben wir gesehen, daſs die parallel oder winkelrecht zum Hauptschnitt eines *Theilchens* polarisirten Strahlen, nachdem sie beim Austreten aus demselben die erwähnte Modification erlitten haben, nicht mehr als eine einzige Brechung im folgenden Theilchen erleiden können. Das so modificirte polarisirte Licht kann also im Terpenthinöl nur auf eine einzige Weise gebrochen werden, und kann demgemäſs nur ein einziges Wellensystem erzeugen.

Ich will mich jetzt mit dem Fall beschäftigen, wo das Licht diese Modification erst nach dem Austritt aus der Röhre empfängt. Sey PP' die ursprüngliche Polarisationsebene. Wie wir gesehen ist die Wirkung der Theilchen auf die Lichtschwingungen immer dieselbe, in welches Azimut sie ihre Axen auch gedreht haben mögen. Wir können also annehmen, ihre Hauptschnitte seyen 45° gegen die ursprüngliche Polarisationsebene ge-



dreht, so daſs also ihre Ein- oder Austrittsebenen mit dieser Ebene zusammenfallen. Ich werde z. B. annehmen, daſs es mit den Eintrittsebenen der Fall sey. Nachdem man sonach alle Hauptschnitte in dieselbe Richtung gedreht hat, kann man alle Ein- und Austrittsebenen sich fortdenken, mit Ausnahme der ersten und letzten. Die erste fällt, der Hypothese nach, mit PP' zusammen, und die letzte, in der Figur mit NN' bezeichnet, ist auf ihr winkelrecht. Sey RR' die Ebene, in welcher das Licht im Glasparallelepiped zweimal reflectirt wird, nachdem es das Terpenthinöl durchlaufen hat; endlich sey SS' der Hauptschnitt des Kalkspathrhomboëders, mit welchem man die Farben hervorruft. Ich bezeichne den Winkel PCR durch r, und den Winkel PCS durch i.

Da die Ebene des Eintritts mit der der ursprünglichen Polarisation zusammenfällt, so modificirt sie das Licht nicht. Durch die Doppelbrechung der Theilchen zerfällt es in zwei Wellensysteme, von denen das eine nach dem Hauptschnitt OO', und das andere nach der winkelrechten Ebene EE' polarisirt ist. Bezeichnet man mit F die Geschwindigkeit der Aetherteilchen in den Schwingungen des einfallenden Bündels, so sind die Geschwindigkeiten derselben in den ordentlichen und auſserordentlichen Wellen:

$$\begin{array}{ccc} \sqrt{\tfrac{1}{2}}\,.\,F_o & \text{und} & \sqrt{\tfrac{1}{2}}\,.\,F_e \\ P.O & & P.E'. \end{array}$$

o und e bezeichnen immer die Anzahl der ordentlichen und auſserordentlichen Undulationen, die von der betrachteten Strahlenart im Terpenthinöl ausgeführt werden. Durch Wirkung der Austrittsebene NN' theilt sich jedes dieser Bündel in zwei andere, was dann im Ganzen die folgenden vier Bündel giebt:

$$\frac{\frac{1}{2}F_0+\frac{1}{4}}{P.O.N}\ ,\quad \frac{\frac{1}{2}F_0}{P.O.P}\ ,\quad \frac{\frac{1}{2}F_e+\frac{1}{4}}{P.E'.N'}\ ,\quad \frac{\frac{1}{2}F_e}{P.E'.P.}$$

Die doppelte Reflexion im Glasparallelepiped theilt hierauf jeden dieser vier Bündel in zwei andere, polarisirt das eine nach der Reflexionsebene RR', und das andere nach der winkelrechten Ebene TT'. Durch Wirkung des Kalkspathrhomboëders endlich zerfällt jedes dieser acht Bündel wiederum in zwei, die zum Hauptschnitt SS' parallel und winkelrecht polarisirt sind. Es ist hinreichend, diejenigen zu betrachten, die zur Entstehung eines der Bilder, z. B. des ordentlichen, beitragen. Ihre Intensitäten haben folgende Ausdrücke:

$P.O.N.R.S$	$+\frac{1}{2}\sin r\,.\cos(i-r)\,.F_0+\frac{1}{2}$
$P.O.N.T.S$	$+\frac{1}{2}\cos r\,.\sin(i-r)\,.F_0+\frac{1}{4}$
$P.O.P.R.S$	$+\frac{1}{2}\cos r\,.\cos(i-r)\,.F_0+\frac{1}{4}$
$P.O.P.T'.S'$	$-\frac{1}{2}\sin r\,.\sin(i-r)\,.F_0$
$P.E'.N'.R'.S'$	$-\frac{1}{2}\sin r\,.\cos(i-r)\,F_e+\frac{1}{2}$
$P.E'.N'.T'.S'$	$-\frac{1}{2}\cos r\,.\sin(i-r)\,F_e+\frac{1}{4}$
$P.E'.P.R.S$	$+\frac{1}{2}\cos r\,.\cos(i-r)\,F_e+\frac{1}{4}$
$P.E'.P.T'.S'$	$-\frac{1}{2}\sin r\,.\sin(i-r)\,F_e$

Addirt man die Ausdrücke, welche denselben Charakterbuchstaben haben, und erwägt, daſs $\frac{1}{2}$ an diesem dem Minuszeichen gleich kommt, so reduciren sich diese acht Bündel auf die vier:

$$-\tfrac{1}{2}\sin r\,[\cos(i-r)+\sin(i-r)]\,F_0$$
$$+\tfrac{1}{2}\cos r\,[\cos(i-r)+\sin(i-r)]\,F_0+\tfrac{1}{4}$$
$$+\tfrac{1}{2}\sin r\,[\cos(i-r)-\sin(i-r)]\,F_e$$
$$+\tfrac{1}{2}\cos r\,[\cos(i-r)-\sin(i-r)]\,F_e+\tfrac{1}{4}$$

Beim Anblick dieser Formeln sieht man zunächst, daſs das Bild in Weiſs übergeht, sobald $i-r=45^\circ$, weil alsdann die beiden letzten Bündel verschwinden, folglich die Intensität des Lichts unabhängig wird von dem Unterschied zwischen e und o und gleich ist für jede Strahlenart. Dagegen erreicht die Farbe des Bildes den höchsten Grad von Lebhaftigkeit, sobald $i-r$ gleich 0° oder 90°, d. h. sobald der Hauptschnitt des Kalkspathrhomboëders gegen die Ebene der doppelten Re-

flexion parallel oder winkelrecht ist, denn alsdann werden die Ausdrücke, deren Charakterbuchstab eine Function von *e* ist, gleich denen, deren Charakterbuchstab *o* enthält.

Es ist auch leicht zu sehen, daſs die Drehung des Rhomboëders, d. h. die Variationen von *i*, die Natur der Farbe nicht ändern dürfen. Betrachten wir nämlich die Resultante der beiden ersten Wellensysteme: Da die Variationen von *i* nur den gemeinschaftlichen Factor $\cos(i-r)+\sin(i-r)$ afficiren, so können sie nicht die Lage dieser Welle, sondern nur die Intensität derselben ändern. Aus demselben Grunde ändern diese Variationen auch nicht die Lage der aus den beiden andern Bündeln resultirenden Welle. Mithin erleidet das Intervall zwischen diesen beiden Resultanten, welches allein die Natur der Farbe bedingt, keine Aenderung während der Drehung des Rhomboëders.

Nicht so verhält es sich mit den Variationen von *r*; da sie auf die beiden ersten Bündel, von denen der eine mit $\sin r$, der andere mit $\cos r$ multiplicirt ist, ungleich einwirken, so verändern sie die Lage der Resultante derselben. Sie verändern auch die Lage der anderen Resultante, und zwar im umgekehrten Sinn, da das erste und das dritte Bündel gegen einander von entgegengesetztem Zeichen sind. Dieſs wird noch einleuchtender, wenn man die totale Resultante dieser vier Wellensysteme berechnet. Man findet für die Intensität ihrer Vibrationen den allgemeinen Ausdruck:

$$F\sqrt{\tfrac{1}{2}+\tfrac{1}{2}\left[\cos^2(i-r)-\sin^2(i-r)\right]\cos\left[2r-2\pi(e-o)\right]}$$

oder

$$F\sqrt{\tfrac{1}{2}+\tfrac{1}{2}\cos 2(i-r)\cos\left[2r-2\pi(e-o)\right]}.$$

Nach dieser Formel ist klar, daſs die Variationen von *i* nur auf die Intensität der Farbe einwirken [1]), während

1) Das Maximum der Farbe entspricht $i=r$, wie schon aus dem bloſsen Anblick der constituirenden Bündel hervorging. Die Formel wird dann

$$F\sqrt{\tfrac{1}{2}+\tfrac{1}{2}\cos\left[2r-2\pi(e-o)\right]} \text{ oder } F.\cos\left[r-\pi(e-o)\right].$$

rend die von r deren Natur verändern. Wenn z. B. r gleich 45° wird $\cos\,[2r - 2\pi\,(e-o)]$ zu $\cos\,2\pi\,[\frac{1}{4} - (e-o)]$ und die Farbe des Bildes wird diejenige, die in dem Abstand $e-o$ zwischen beiden Wellensystemen einer Viertelundulation entspricht. Wenn dagegen r gleich Null ist, entspricht die Farbe genau dem Abstand $e-o$, und man könnte sie die Fundamentalfarbe nennen. Die Formel wird dann:

$$F\sqrt{\tfrac{1}{2} + \tfrac{1}{2}\cos 2i\,.\,\cos 2\pi\,(e-o)}.$$

Dieſs ist genau der allgemeine Ausdruck für die Intensität der Lichtstrahlen im ordentlichen Bilde für den besonderen Fall einer Krystallplatte, deren Axe gegen die ursprüngliche Polarisationsebene im Azimut 45° liegt. Wenn die vom Terpenthinöl auf die verschiedenen Strahlenarten ausgeübte Doppelbrechung beinahe constant wäre, wie in den Krystallen, so würde daraus folgen, daſs man ihre Wirkung auf das weiſse polarisirte Licht immer genau durch eine Krystallplatte von gehöriger Dicke compensiren könnte, wenn man das Parallelepiped so drehte, daſs die Ebene der doppelten Reflexion parallel wäre der ursprünglichen Polarisationsebene. Allein wir haben gesehen, daſs dem nicht so ist, daſs vielmehr der Gang der Fundamentalfarbe eine starke Veränderung der Doppelbrechung des Terpenthinöls mit der Länge der Lichtwellen anzeigt. Man begreift sogar, daſs das Gesetz dieser Variationen ein solches seyn könnte, daſs im weiſsen Lichte jede genaue Compensation unmöglich würde.

Um die nöthigen Bedingungen zu dieser Compensation deutlich einzusehen, wollen wir die Abstände zwischen den beiden Wellensystemen im Terpenthinöl und in der Krystallplatte, statt sie auf eine selbe Längeneinheit zu beziehen, vielmehr für jede Art von Lichtwelle in Function der Länge dieser Welle ausdrücken. Klar

Mithin ist die Farbe genau dieselbe, welche man, bei derselben Lage des Kalkspathrhomboëders, vor der Dazwischensetzung des Glasparallelepipeds beobachten würde.

ist, daſs wenn die Unterschiede zwischen den Zahlen, welche diese Verhältnisse für das mit Terpenthinöl gefüllte Rohr ausdrücken, gleich sind den Unterschieden zwischen den entsprechenden Zahlen in der Krystallplatte, die Compensation genau möglich ist; denn es folgt aus dieser Hypothese, daſs die Zahlen für die Krystallplatte gleich sind denen für die Röhre, plus einer selben Zahl, die im Allgemeinen eine gebrochene ist. Nun kann man alle ganzen Einheiten fortlassen, und nur den übrigbleibenden Bruch betrachten, da dieser die einzige Gröſse ist, welche sich der genauen Compensation widersetzt. Allein aus der Formel:

$$F\sqrt{\tfrac{1}{2}+\tfrac{1}{2}\cos 2(i-r)\cos[2r-2\pi(e-o)]}$$

sieht man, daſs es durch den Werth, welchen man r giebt, immer möglich ist, den beabsichtigten Bruch in die Parenthese $2r-2\pi(e-o)$ einzuführen, und somit diese letztere Discordanz zu heben. Es ist also dieser letztere Bruch, welcher das Azimut bedingt, in welches man die Ebene der doppelten Reflexion drehen muſs, um eins der Bilder vollständig verschwinden zu machen.

Nach einigen Versuchen der Art, denen ich jedoch nicht ganz die Genauigkeit geben konnte, deren sie fähig sind, schien mir, daſs die erwähnte Bedingung beinahe im Terpenthinöl erfüllt sey; denn ich beobachtete, so weit ich wenigstens beurtheilen konnte, daſs eins der Bilder vollständig verschwand.

Der erste Versuch, den ich machte, ist der zu Anfang dieser Abhandlung erwähnte. Nachdem ich ein $0^m,50$ langes Rohr mit Terpenthinöl gefüllt hatte, befestigte ich an seinem hinteren Ende ein Glasparallelepiped, in welchem die ausfahrenden Strahlen die vollständige doppelte Reflexion nach einer der ursprünglichen Polarisationsebene parallelen Ebene erlitten. Als ich dann zwischen dieses Parallelepiped und das Kalkspathrhomboëder ein Gypsblättchen von etwa $0^m,12$ Dicke einschaltete und seine Axe rechts um 45° gegen die Ebene der

doppelten Reflexion neigte, verschwand das auſserordentliche Bild, welches Violettroth oder Purpur dritter Ordnung gezeigt hatte. Ein Gypsblättchen von 0^{mm},12 Dicke entspricht nicht ganz dieser Farbe in Newton's Tafel; allein da man dieſs Blättchen winkelrecht gegen seine Axe ein wenig neigen muſste, um die vollkommene Verschwindung zu erhalten, so schätzte ich, daſs die 0^{m},50 lange Röhre compensirt werden müſste durch ein Gypsblättchen, welches der Zahl 21 in der ersten Kolumne der Newton'schen Tafel entspricht. Berechnet man für die mittleren rothen Strahlen die Drehung der Polarisationsebene, welche ein solches zwischen zwei auf einander winkelrechten Glasparallelepipeden befindliches Blättchen bewirken würde, so findet man durch die Formel:

$$i = -\pi (e - o)$$

den gesammten Bogen 309°,6. Allein nach dem Gang der Farben, welche das Terpenthinöl von der Länge 0 bis zu der 0^{m},50 zeigt, hat man gesehen, daſs in diesem Oel in dem Abstand zwischen den beiden Wellensystemen eine Welle weniger vorhanden seyn muſs. Nun entspricht eine Welle hier 180°; zieht man 180° von 309°,6 ab, so bleibt 129°,6, welches, durch 50 dividirt, 2°,59 giebt für die Drehung der rothen Strahlen in 1 Centimeter. Macht man dieselbe Rechnung für die anderen Strahlenarten, so findet man für die Drehungen, welche sie bei Durchlaufung von 1 Centimeter Terpenthinöl erleiden, folgende Werthe:

Orangenfarbene Strahlen	2°,99
Gelbe -	3 ,36
Grüne -	3 ,90
Blaue -	4 ,48
Indigfarbene -	4 ,96
Violette -	5 ,49.

Nachdem ich eine Gypsplatte von 0^{mm},46 Dicke an einem Glasparallelepiped befestigt hatte, brachte ich das-

selbe an das Ende eines mit Terpenthinöl gefüllten Apparats, dessen Länge ich verändern konnte. Durch doppeltes Probiren ermittelte ich, welche Länge die genaue Compensation hervorbrächte, und in welches Azimut man die Ebene der doppelten Reflexion bringen müſste, um eins der Bilder vollständig verschwinden zu machen. Ich fand für diese Länge $2^m,03$ und für das Azimut etwa 35° links von der Polarisationsebene; es war das ordentliche Bild, welches verschwand. Daraus folgt, daſs man, um die von dieser Röhre bewirkte Drehung zu erhalten, 90° — 35° oder 55° abziehen müsse von der Drehung, die ein $0^m,46$ dickes Blättchen bewirken würde, und die für die mittleren rothen Strahlen 1145°,8 betrüge. Ueberdieſs muſs man eine ganze Zahl von halben Circumferenzen abziehen, die auch von dem Gangunterschied der vom Krystallblättchen und vom Terpenthinöl erzeugten Farben abhängt. Da mein Apparat nicht erlaubte sie von $0^m,50$ bis $2^m,03$ zu verfolgen, so berechnete ich diese Zahl aus dem vorigen Versuch, sicher, mich nicht um eine halbe Circumferenz zu irren. Ich sah dadurch, daſs man drei halbe Circumferenzen oder 540° abziehen müsse. Die Drehung der rothen Strahlen, erzeugt durch einen Weg von $2^m,03$ in Terpenthinöl ist also 550°,8; dividirt man diese Zahl durch 203, so erhält man für die Drehung der rothen Strahlen in einem Centimeter 2°,71 [1]). Dieſs Resultat stimmt sehr gut mit dem, welches Hr. Biot durch directe Messung der Winkel erhalten hat, wenigstens wenn es die *mittleren* rothen Strahlen waren, die in dem von ihm angewandten Lichte vorwalteten.

Macht man dieselbe Rechnung für die übrigen Strahlen, so findet man die folgenden Winkel:

1) Von diesen Daten ausgehend findet man, daſs die ordentlichen und auſserordentlichen rothen Strahlen in ihrer Geschwindigkeit nur um $\frac{1}{1573000}$ abweichen, und die ordentlichen und auſserordentlichen violetten nur um $\frac{1}{1170000}$; so daſs sich die Doppelbrechung der rothen Strahlen zu der der violetten wie 1 zu 1,34 verhält.

Orangenfarbene Strahlen		3°,07
Gelbe	-	3 ,42
Grüne	-	3 ,91
Blaue	-	4 ,44
Indigfarbene	-	4 ,87
Violette	-	5 ,35.

Diese Resultate weichen merklich ab von den Ergebnissen des vorhergehenden Versuchs, und die Grundlagen der Rechnung sind in der That ziemlich verschieden; denn wenn man, von den Daten der zweiten Beobachtung ausgehend, durch eine Proportion sucht, welche Länge von Terpenthinöl genau compensirt werden müsse durch ein Gypsblättchen, welches der Zahl 21 der ersten Spalte von Newton's Tafel entspricht, so findet man $0^m,548$ statt $0^m,50$.

Ungeachtet der Verschiedenheiten, die aus der gröſseren Länge des Apparats beim zweiten Versuche entspringen und Fehlerquellen seyn können, bin ich doch zu glauben geneigt, daſs die aus ihm hervorgehenden Resultate genauer sind als die ersten, nicht allein weil die Messungen und Beobachtungen an gröſseren Mengen angestellt wurden, sondern weil ich über die Vorsichtsmaaſsregeln zur Erreichung gröſserer Genauigkeit mehr nachgedacht hatte. Nichtsdestoweniger halte ich auch diese letzteren Resultate für nicht sehr genau, weil der Apparat nicht bequem genug eingerichtet war, um so zarte Beobachtungen mit Genauigkeit anzustellen [1]. Bevor ich die Ehre hatte diese Arbeit der Academie vorzulegen, wünschte ich den Versuch mit einem besser eingerichteten Apparat zu wiederholen und diese Winkel durch

1) Es schien mir, daſs die von $2^m,03$ Terpenthinöl erzeugten Farben etwas schwächer seyen als die einer $0^m,46$ dicken Lamelle. Beim Durchgang durch $2^m,60$ dieses Oels nimmt das polarisirte Licht noch eine merkliche Färbung an; dieſs scheint zwischen den Phänomenen und der Hypothese von einer vollkommenen Compensation durch Einschaltung eines Gypsblättchen eine kleine Verschiedenheit zu errichten.

directe Messungen der Drehung in homogenem Lichte zu bestätigen; allein andere Untersuchungen nöthigten mich sie, wenigstens auf einige Zeit, aufzugeben.

Ich habe gezeigt, wie man die verschiedenen Erscheinungen beim Terpenthinöl unterscheiden könne, wenn man annimmt, dafs jedes seiner Theilchen das Licht doppelt breche und ihm bei seinem Ein- und Austritt dieselbe Modification einpräge, welche es durch doppelte vollständige Reflexion im Innern durchsichtiger Körper empfängt. Die Definition dieser Modificationen ist beim gegenwärtigen Zustand der Theorie ziemlich complicirt. Es ist indefs möglich, dafs im Grunde die Hypothese viel einfacher ist als sie zu seyn scheint. Gewifs ist wenigstens, dafs die Erscheinungen nicht einfacher vorgestellt werden können als durch die allgemeine Formel:

$$F \cos [i \pm \pi (e - o)],$$

zu welcher mich die Hypothese geführt hat. Es scheint mir also sehr wahrscheinlich, dafs diese Formel wirklich der Ausdruck der Resultante aller verschiedenen Bewegungen der Lichtwellen im Terpenthinöl ist. Allein es ist möglich, dafs diese Elementarbewegungen nicht genau so geschehen, wie ich vorausgesetzt habe. Wie dem auch sey: die von mir entwickelte Theorie hat den Vortheil, die Färbung homogener Flüssigkeiten im polarisirten Licht auf gleiche Principien wie die der Krystallblättchen zurückzubringen; sie zeigt die Berührungspunkte von Phänomenen, die scheinbar so verschieden sind; und unter diesem Gesichtspunkt scheint sie einigen Nutzen für die Wissenschaft zu haben.

VIII. *Ueber die Reflexion des Lichts;*
von Augustin Fresnel.

(Der Pariser Academie vorgelegt am 15. Nov. 1819. — *Ann. de chim. et de phys. Ser. III, T. XVII, p.* 316.)

Die Undulationstheorie giebt eine hübsche und genaue Idee von dem, was den Spiegelglanz ausmacht, wie ich schon in der ersten Abhandlung bemerkt habe, die ich der Academie vorzulegen die Ehre gehabt. Es folgt aus dem Interferenzprincip, daſs die Oberfläche eines Spiegels das Licht bei allen Einfallswinkeln regelmäſsig zurückwerfen muſs, sobald die Unebenheiten sehr klein sind in Bezug auf die Länge einer Lichtwelle. Allein da die Lichtwellen, welche die Empfindung der verschiedenen Farben hervorbringen, verschiedene Längen haben, so folgt aus dieser Definition des Glanzes (*poli*), daſs sie, um regelmäſsig zurückgeworfen zu werden, nicht alle denselben Grad von Kleinheit in den Unebenheiten zu haben brauchen; daſs eine Fläche, z. B. für die rothen Wellen, welche die längsten sind, noch etwas polirt seyn kann, wenn sie es gar nicht mehr für die violetten ist.

Es würde ohne Zweifel sehr schwierig seyn, das Schleifen eines Spiegels gerade bei dem Punkt einzuhalten, wo er noch, bei senkrechter Incidenz, ziemlich merklich die rothen Strahlen regelmäſsig reflectirte, und dagegen die Strahlen vom anderen Ende des Spectrums gänzlich zerstreute. Allein es giebt ein recht einfaches Mittel diese merkwürdige Folgerung aus der Theorie zu bewahrheiten, nämlich einen bloſs vorgeschliffenen (*douci*) Spiegel, den man allmälig gegen die einfallenden Strahlen neigt. Wie bekannt können Flächen, die nicht polirt, sondern bloſs geebnet sind, bei sehr schiefen Incidenzen regelmäſsige und helle Bilder von den Gegen-

ständen geben. Der Grund hievon ist, daſs die Schiefe die Unterschiede der Wege, welche von den an den aus- und einspringenden Theilchen der rauhen Oberfläche reflectirten Strahlen durchlaufen werden, verringert; und man begreift leicht, daſs, bei gewissen Neigungen, diese Wegunterschiede schon so klein gegen die Länge einer rothen Welle werden können, um eine anfangende regelmäſsige Reflexion der rothen Strahlen zu erlauben, während sie für die violetten Strahlen noch zu groſs sind, als daſs diese in merklicher Menge regelmäſsig reflectirt werden. Man erhält auf diese Weise, indem man die Schiefe der einfallenden Strahlen verändert, dieselben Effecte, welche man bei senkrechter Incidenz erhalten würde, wenn man den Grad der Politur allmälig veränderte; und man sieht bei einer gewissen Neigung das regelmäſsig reflectirte Bild eines weiſsen Gegenstands einen ziemlich deutlichen Stich in's Falbröthliche annehmen, wie Hr. Arago und andere Physiker schon bemerkt haben.

Ich habe die Erscheinung im dunklen Zimmer zerlegt, indem ich das Sonnenspectrum auf bloſs vorgeschliffene (*doucis*) Spiegel von Glas und Stahl fallen lieſs; so wie ich die Schiefe der Spiegel verringerte, sah ich folgweise das Violett, das Indig, das Blau und einen Theil des Grünen verschwinden; während das äuſserste Roth, weit dunkler als das Blau und dieser Theil des Grün in den einfallenden Strahlen, fortfuhr ein eben so deutliches Bild zu geben als das, welches aus der Reflexion der gelben und orangefarbenen Strahlen entsprang. Das nahe beim Gelb liegende Grün konnte ich nicht ganz zum Verschwinden bringen, ohne nicht zugleich den Rest des Bildes vom Sonnenspectrum zu vernichten. Man wird indeſs darüber nicht erstaunen, wenn man erwägt, daſs die grünen Wellen von den rothen nur etwa um ein Sechstel dieser verschieden sind, so daſs ein Unterschied von einer halben grünen Welle in den durchlaufenen Wegen ganz hin-

reicht, auch eine vollständige Discordanz zwischen den rothen Strahlen zu erzeugen.

Man sieht demnach, die Erfahrung bestätigt das Huyghens'sche Princip und das Interferenzprincip in allen Folgerungen, die man daraus ableiten kann, ohne die Gesetze des Gleichgewichts und der Anordnung der Körpertheilchen, über welche man noch keine positiven Kenntnisse hat, in Betracht nehmen zu dürfen. Diese Principien allein geben uns die Gesetze der Diffraction, wo die Körper, welche dieselbe veranlassen, keine andere Rolle spielen, als einen Theil der Lichtwellen aufzufangen und zu verzögern. Sie sind auch zur Erklärung der Refractions- und Reflexionsgesetze hinreichend, mag die reflectirende Fläche vollkommen oder im Groben polirt seyn, mag sie eine unbegränzte oder sehr beschränkte Ausdehnung haben, wenigstens was den Gang der Strahlen betrifft; denn die Intensitätsverhältnisse zwischen dem einfallenden und dem gebrochenen Strahl bei verschiedenen Schiefen sind noch nicht durch die Undulationstheorie bestimmt. Offenbar muſs dieses Verhältniſs abhängen vom Brechungsvermögen des Mittels, an dessen Oberfläche die Reflexion geschieht, allein man kennt noch nicht die Form der Function, welche diese Relation ausdrückt. Um dieſs schwierige Problem zu lösen, müſste man zuvörderst alle Ursachen der Refraction kennen, oder, was auf dasselbe hinausläuft, alle Ursachen der Verkürzung der Lichtwellen in dem brechenden Mittel. Alles was man weiſs ist: daſs jede Wellenart offenbar eine gleiche Länge in einem selben Mittel haben muſs, in welcher Richtung sie auch dieſs Mittel durchläuft, sobald nur dieses homogen ist und nicht, wie die krystallisirten Substanzen, eine regelmäſsige Anordnung seiner Theilchen besitzt. Diese Beständigkeit der Wellenlänge in einem selben Mittel reicht hin zur Erklärung des einzig bekannten Refractionsgesetzes, des constanten Verhältnisses zwischen Einfalls- und Brechungssinus.

Allein, was ist die Ursache der Verkürzung der Lichtwellen in dichten Körpern? Ist es bloſs eine gröſsere Dichte des darin enthaltenen Aethers, oder eine der Körpertheilchen oder beide zugleich?

An der Richtigkeit der ersten Hypothese, die ich anfangs annahm, weil den Folgerungen aus ihr leichter nachzugehen ist, habe ich schon lange Zeit gezweifelt. Erwägend, wie beträchtlich die Abstoſsungskraft der Aethertheilchen gegen die Masse derselben ist, habe ich es für wenig wahrscheinlich gehalten, daſs die Anziehung der wägbaren Körper die Dichtigkeit des Aethers merklich vergröſsern könnte; denn man muſs wohl annehmen, daſs auch die Körpertheilchen eine Abstoſsungskraft besitzen, welche, der Analogie nach, auf die Aethertheilchen ungemein viel stärker abstoſsend wirken muſs, als auf die wägbaren Theilchen, bei denen diese Abstoſsung durch eine mächtige Anziehung aufgewogen wird. Ueberdieſs würde selbst die Annahme einer gröſseren Dichte des Aethers in den brechenden Mitteln nicht hinreichen, um die Dispersion des Sonnenspectrums und die Doppelbrechung zu erklären, wo die Natur und die Anordnung der wägbaren Theilchen einen nicht zu verkennenden Einfluſs ausüben.

Allein, wird man sagen, ist es nicht möglich, daſs sie eine wesentliche Rolle bei diesen secundären Phänomenen spielen, während die gröſsere Dichte des Aethers die Hauptursache der Refraction und folglich auch der Reflexion wäre? Dieſs ist gerade die Frage, die ich mir lange aufwarf, und die ich durch die eben beendeten Versuche auf eine negative Weise beantwortet zu haben glaube.

Diese beiden Ansichtsweisen von der Reflexion führen in mehren Fällen zu ähnlichen Folgerungen, z. B. bei den Farbenringen.

Eine dünne Schicht zwischen zwei Mitteln von stärkerer Brechkraft, z. B. eine Luft- oder Wasserschicht

zwischen zwei Gläsern, zeigt bekanntlich in dem Berührungspunkt beider Mittel, d. h. da, wo die Dicke der Schicht Null ist, einen schwarzen Fleck. Die reflectirten Ringe entspringen aus der Interferenz der beiden Wellensysteme, die an der Vorder- und Hinterfläche der Schicht zurückgeworfen werden; es scheint also auf den ersten Blick, sie müſsten im Berührungspunkt im Einklang stehen, weil daselbst der Unterschied der durchlaufenen Wege Null ist, und es müſste also das Centrum der Ringe, statt von einem schwarzen Fleck, von einem weiſsen eingenommen seyn. Allein eine achtsame Untersuchung der Frage zeigt vielmehr, daſs daselbst ein Punkt des vollen Miſsklang ist, was für eine der beiden Hypothesen über den Vorgang bei der Reflexion man auch annehmen möge.

In der That, nimmt man an, die Reflexion entspringe aus einer gröſseren Dichte des im brechenden *Mittel* enthaltenen Aethers, so wird man annehmen müssen, *die* Strahlen seyen an der Trennungsfläche der beiden anliegenden Mittel selbst reflectirt, und folglich sey der Unterschied der durchlaufenen Wege für die an der ersten und an der zweiten Fläche der dünnen Schicht reflectirten genau da Null, wo auch die Dicke der Schicht Null ist. Allein aus derselben Betrachtungsweise der Reflexion folgt, daſs der Ausdruck für die Oscillationsgeschwindigkeit der Aethertheilchen in den an der Trennungsfläche beider Mittel reflectirten Wellen im Zeichen verschieden ist, je nachdem das zweite Mittel stärker oder schwächer bricht als das erste. Dieſs hat Hr. Young durch sehr einfache mechanische Betrachtungen entdeckt, und seitdem Hr. Poisson strenger durch eine gelehrte Analyse erwiesen, in einer schönen Abhandlung über die Bewegung elastischer Flüssigkeiten.

Betrachtet man also, um die Ideen zu fixiren, den gewöhnlichen Fall: eine Luftschicht zwischen zwei Gläsern, so sieht man, daſs, die durchlaufenen Wege bei Sei-

Seite gelassen, die an der Vorder- und an der Hinterfläche der Schicht reflectirten Strahlen in ihrer Oscillationsgeschwindigkeit vom entgegengesetzten Zeichen seyn müssen, weil die ersteren in einem dichteren Mittel an der Oberfläche eines lockeren Mittels, und die anderen in einem lockeren Mittel an der Oberfläche eines dichtereren reflectirt worden sind. Die Entgegengesetztheit des Zeichens deutet aber entgegengesetzte Oscillationsbewegungen an; sie erklärt also diesen von den durchlaufenen Wegen unabhängigen Unterschied von einer halben Welle, welchen die Erfahrung nachweist, und welcher, weit entfernt ein Einwurf gegen die Theorie zu seyn, vielmehr gerade eine Bestätigung derselben ist.

Dieselbe Theorie hat noch den Vorzug, im Voraus anzugeben, in welchem Fall der mittliche Fleck weiſs seyn muſs, nämlich dann, wenn das Mittel zwischen zwei andern von ungleicher Brechkraft befindlich ist und eine intermediäre Brechkraft besitzt. Ist die seinige stärker als die der beiden äuſseren, so wird der Berührungspunkt schwarz, wie wann sie schwächer ist. Dieſs ist nach dem eben angezeigten Princip einleuchtend.

Hr. Young hat diese von ihm aus der Theorie abgeleitete Folgerungen durch Erfahrung bestätigt, indem er Sassafrasöl zwischen zwei schwach convexe Prismen brachte und diese bis zur Berührung aneinander preſste. Sind diese beiden Prismen von gewöhnlichem Glase, welches weniger brechend als das Sassafrasöl ist, so ist der mittliche Fleck schwarz; ist aber eins der Prismen von gewöhnlichem Glase und das andere von Flintglas, einem stärker als das Sassafrasöl brechenden Mittel, so ist dieser Fleck immer weiſs, mag das Flintglasprisma oben oder unten seyn. Ich weiſs nicht, wie das Emissionssystem über diese merkwürdigen Erscheinungen Aufschluſs geben könnte, während ihre Erklärung nach der Undulationstheorie so befriedigend ist.

Wir sahen so eben, daſs sie mit unserer ersten Hy-

pothese übereinstimmen, der gemäſs die Reflexion alleinig aus der gröſseren Dichte des Aethers in den brechenden Mitteln entspringen würde. Allein sie vertragen sich eben so gut mit der, welche die gesammte Reflexion den elementaren Reflexionen an den Körpertheilchen selber zuschreibt.

In dieser zweiten Hypothese begreift man leicht, weshalb die Reflexion an den eignen Theilchen der Körper nur in der Nachbarschaft der Oberfläche dieser in merklicher Weise statt haben kann, sobald die Zwischenräume, welche die Theilchen trennen, sehr klein sind gegen die Länge einer Lichtwelle. Denn theilt man im Gedanken das Innere der Körper in sehr dünne Schichten, in Schichten von solcher Dicke, daſs die von den Theilchen irgend einer Schicht reflectirten Strahlen sich in völligem Miſsklang mit denen befinden, welche die beiden angränzenden Schichten reflectiren, so sieht man, daſs *die elementaren Reflexionen*, welche die Theilchen jeder Schicht zu erzeugen trachten, zerstört werden durch die Hälfte der Strahlen von der vorderen und von der hinteren Schicht, ausgenommen an der Oberfläche des Mittels, wo die äuſserste Schicht somit nur die Hälfte der Intensität der Strahlen verliert. Klar ist, daſs der Ausgangspunkt der Resultante aller durch ihre Theilchen reflectirten Elementarwellen in der Mitte liegen muſs, sobald sie hinreichend durchsichtig ist, damit die bis zu verschiedenen Tiefen eindringenden Strahlen beinahe dieselbe Intensität behalten. Nach den Dicken aber, die wir für jede Schicht vorausgesetzt haben, müssen die in der Mitte reflectirten Strahlen um eine Viertel-Undulation abweichen von den von den Gränzen ausgegangenen. Mithin durchläuft die Resultante der Elementarwellen, die von der äuſsersten Schicht reflectirt wird, eine Viertel-Undulation mehr als die an der Oberfläche der Körper selber reflectirten Strahlen.

Wir haben stillschweigends vorausgesetzt, der re-

flectirende Körper befinde sich im Vacuo; steht er aber mit einem anderen Körper in Berührung, so werden die an seinen der Oberfläche nahen Theilchen reflectirten und durch die untere Schicht schon auf die Hälfte reducirten Strahlen noch fernerweitig geschwächt durch die zum berührenden Körper gehörige obere Schicht, und sie werden selbst gänzlich zerstört, wenn das zweite Mittel eben so viel oder mehr Licht reflectirt als das erste. Im ersten Fall wird kein Licht mehr reflectirt; im anderen sind es die Theilchen des zweiten Mittels, die allein merklich Licht reflectiren, und demgemäſs muſs der von der Resultante der Elementarwellen durchlaufene Weg von der Mitte der oberen Schicht an gerechnet werden, welcher also um eine Viertel-Wellenlänge kürzer ist als der, welchen die an der Oberfläche selbst reflectirten durchlaufen.

Wenn nun das dünne Blättchen zwischen zwei Mitteln von gröſserer Brechkraft befindlich ist, so geschehen die beiden Reflexionen auſserhalb desselben, so daſs der von der Resultante der oberen Reflexion durchlaufene Weg um eine Viertel-Wellenlänge kürzer ist als der, welchen die an der oberen Fläche reflectirten Elementarstrahlen zurücklegen, und der von der Resultante der unteren Reflexion durchlaufene Weg um eine Viertel-Wellenlänge länger als der, welchen die an der zweiten Fläche reflectirten Elementarstrahlen zurücklegen. Der Abstand zwischen den beiden resultirenden Wellen muſs also um eine halbe Wellenlänge gröſser seyn als im Fall dieselben von der Oberfläche des dünnen Blättchens selbst ausgegangen wären. Im Berührungspunkt der beiden äuſseren Mittel, wo die Dicke des dazwischen befindlichen Blättchens Null ist, müssen also die beiden resultirenden Wellen im vollen Widerspruch stehen, und folglich einen schwarzen Fleck hervorbringen.

Wenn das Reflexionsvermögen der dünnen Lamelle zwischen denen der beiden äuſsersten Mittel liegt, so fin-

det die eine der beiden Reflexionen in dieser Lamelle statt, und die andere auſserhalb. Daraus folgt, daſs der Unterschied von einer Viertel-Wellenlänge zwischen den beiden Resultanten und den an den Flächen der dünnen Lamelle selbst reflectirten Strahlen dann für beide Flächen in demselben Sinne statt hat, und daſs mithin das Ansehen der Erscheinung dasselbe seyn muſs, wie wenn diese Resultanten von den Oberflächen der dünnen Lamelle ausgingen. Sie müssen also im Punkt, wo deren Dicke Null ist, in vollem Einklang seyn und daselbst einen weiſsen Fleck erzeugen.

Wenn endlich die dünne Lamelle ein stärkeres Reflexionsvermögen als die beiden anliegenden Mitteln besitzt, so geschehen die Reflexionen alle beide innerhalb der Lamelle, und die besprochenen Unterschiede von einer Viertel-Wellenlänge haben im entgegengesetzten Sinne statt; sie addiren sich also und verändern den Abstand, der beide Wellensysteme trennt, in eine halbe Wellenlänge; daraus entsteht, übereinstimmend mit der Erfahrung, in dem Berührungspunkt ein schwarzer Fleck.

Die beiden Hypothesen über die Reflexion kommen also, was die reflectirten Ringe betrifft, in den Folgerungen überein; wenden wir sie nun auf die durchgelassenen Ringe an.

Die durchgelassenen Ringe entspringen nothwendig aus dem Daseyn der zurückgeworfenen, und sie müssen, vermöge des bloſsen Princips der Erhaltung der lebendigen Kräfte, in vollkommen durchsichtigen Mitteln complementar zu ihnen seyn. Denn das einfallende Licht, gesetzt es sey von gleichförmiger Intensität, die Summe der Intensitäten des an jedem Punkt der dünnen Lamelle reflectirten und durchgelassenen Lichtes, muſs constant seyn. Mithin müssen die dunklen Ringe im durchgelassenen Lichte den hellen Ringen im reflectirten entsprechen. Folglich muſs im Fall, wo z. B. eine Luftschicht zwischen zwei Gläsern befindlich ist, der Punkt, wo diese

sich berühren, und der durch Reflexion gesehen schwarz erscheint, bei Durchlassung hell erscheinen.

Durch einen sinnreichen Versuch hat Hr. Arago sich überzeugt, daſs die durchgelassenen Ringe, obwohl, wegen der groſsen Menge weiſsen Lichts, worin sie gleichsam ertränkt sind, scheinbar viel schwächer als die reflectirten Ringe, diese dennoch vollständig neutralisiren, wenn man sie in die Höhe projicirt, und daſs sie demgemäſs wirklich complementar zu ihnen sind. Diese Beobachtung schien ein Einwurf gegen die Hypothese des Hrn. Young, welcher die Bildung der durchgelassenen Ringe herleitet von der Interferenz der directen Strahlen mit denen, die erst nach zweimaliger Reflexion in der Luftschicht zu derselben austreten; allein er hat durch eine sehr einfache Rechnung bewiesen, daſs seine Hypothese im Gegentheil sehr gut mit der Beobachtung des Herrn Arago übereinstimmt. Weil also diese beiden Wellensysteme Ringe von genau gleicher Intensität mit der von der Erfahrung nachgewiesenen erzeugen müssen, ist es nothwendig, daſs die Hypothese, welche man über die Reflexion annimmt, wie sie auch sey, mit dieser Ansicht von der Entstehung der durchgelassenen Ringe vereinbart werden könne.

Die Hypothese, nach welcher angenommen wird, die Reflexion geschehe an der Trennungsfläche der beiden sich berührenden Mittel selbst, vermöge des bloſsen Unterschiedes der Dichte dieser, stimmt vollkommen mit dieser Entstehung der durchgelassenen Ringe. Setzen wir nämlich voraus, die dünne Lamelle befinde sich zwischen zwei Mitteln von gröſserem Brechungsvermögen; wie bekannt ist dann der Mittelpunkt der reflectirten Ringe schwarz und der der durchgelassenen weiſs. Das ist's aber gerade, was aus der angenommenen Hypothese hervorgeht. Denn nach dieser Betrachtungsweise der Reflexion ist die Oscillationsgeschwindigkeit, wenn man sie auf die Richtung ihres Ganges bezieht, von gleichem

Zeichen für die innerhalb der dünnen Lamelle reflectirten Strahlen, wie für die durchgelassenen Strahlen; die reflectirten Strahlen, zurückgeführt durch eine zweite Reflexion auf die Richtung der durchgelassenen Strahlen, weichen also von diesem nur um den Unterschied der durchlaufenen Wege ab, der gleich ist der doppelten Dicke der dünnen Lamelle bei senkrechter Incidenz. Im Berührungspunkt der beiden äuſsersten Mittel, wo diese Dicke Null ist, sind also die zwei Mal reflectirten Strahlen im vollen Einklang mit den direct durchgelassenen, und folglich muſs der Fleck in der Mitte weiſs seyn.

Haben dagegen die beiden äuſseren Mittel ein schwächeres Brechvermögen als die dünne Lamelle, die sie einschlieſsen, so ändert die Oscillationsgeschwindigkeit, was die Richtung ihres Ganges betrifft, das Zeichen zwar bei jeder Reflexion, allein nach zwei Reflexionen nimmt sie dasselbe Zeichen an wie die unmittelbar durchgelassenen Strahlen; ihr Einklang muſs also auch jetzt noch vollkommen seyn, da, wo der Unterschied der durchlaufenen Wege Null ist, d. h. im Berührungspunkt.

Ist endlich die dünne Lamelle von stärkerem Brechvermögen als das eine der beiden äuſseren Mittel, und von schwächerem als das andere, so ändern die zwei Mal reflectirten Strahlen das Zeichen nur ein Mal bei ihren Vibrationsbewegungen, und sie weichen demnach, unabhängig von den durchlaufenen Wegen, um eine halbe Wellenlänge von den direct durchgelassenen Strahlen ab. Der Fleck in der Mitte muſs also beim Hindurchsehen schwarz erscheinen, übereinstimmend mit der Erfahrung.

Diese Ansicht von der Entstehung der durchgelassenen Ringe vereinbart sich nicht so leicht mit der Hypothese, wo man die Reflexion als bewirkt durch die Körpertheilchen selbst betrachtet; wenigstens wird es dann nöthig vorauszusetzen, daſs die solchergestalt reflectirten Elementarwellen durch den Act der Reflexion sich um eine Viertel-Wellenlänge ändern.

Es scheint mir als könne man sich bis zu einem gewissen Punkt darüber Rechenschaft geben, wenn man erwägt, daſs die Körpertheilchen, erschüttert durch die Lichtwellen, ohne Zweifel zugleich an den Bewegungen der einfallenden und der reflectirten Strahlen Theil nehmen müssen, und daſs wahrscheinlich ihre Vibrationen in der Richtung dieser letzteren hauptsächlich die Reflexion ausmachen. Damit nun diese beiden Arten von Vibrationen zugleich in denselben Theilchen auf die unabhängigste Weise vor sich gehen, müssen die einen um eine Viertel-Wellenlänge nach der andern anfangen. Ich gebe indeſs diese Ideen über eine so feine Frage nur mit vielem Miſstrauen, und betrachte keineswegs die eben ausgesprochene Erklärung für eine strenge Beweisführung von dem Unterschied einer Viertel-Wellenlänge zwischen den durchgelassenen und zurückgeworfenen Strahlen, sondern nur für eine Art ihn zu begreifen. Ueberdieſs ist die Verzögerung von einer Viertel-Wellenlänge in dem Gang der reflectirten Strahlen eine nothwendige Folge des Princips der Bewahrung lebendiger Kräfte, angewandt auf die von uns betrachtete Hypothese, weil ohne diese Aenderung, bewirkt durch die Reflexion, die durchgelassenen Ringe durchaus den reflectirten ähnlich seyn würden, statt complementar zu ihnen. Dieser Unterschied von einer Viertel-Wellenlänge ist also eine nothwendige Folgerung aus unserer zweiten Hypothese über die Reflexion.

Nun haben wir gesehen, daſs die Resultante aller Elementarwellen, die in der Nähe der Oberfläche reflectirt werden, gegen die von der Oberfläche selbst ausgegangenen Strahlen um eine Viertel-Wellenlänge zurückstehen; und weil durch den bloſsen Act der Reflexion die reflectirten Wellen um eine Viertel-Wellenlänge verzögert werden müssen, so folgt daraus ein gesammter Unterschied von einer halben Wellenlänge zwischen den einfallenden und reflectirten Strahlen, unabhängig von dem Unter-

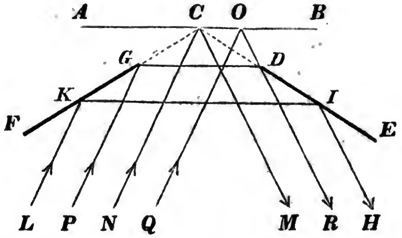
schied der durchlaufenen Wege, diese gezählt für die reflectirten Strahlen von der Oberfläche an. Wir setzen hier voraus, der reflectirende Körper befinde sich im Vacuo; stände er im Contact mit einem anderen Mittel von geringerem Brechvermögen, so wäre der Vorgang noch derselbe; wenn aber das obere Mittel brechender wäre, so würde, da dann die Resultante der Elementarwellen sich um eine Viertel-Wellenlänge im Voraus gegen die an der Oberfläche selbst reflectirten Strahlen befände, der Verzug von einer Viertel-Wellenlänge, den sie in dem Act der Reflexion erführe, somit compensirt seyn. Man gelangt zu absolut entgegengesetzten Folgerungen wie durch die erste Hypothese, nach welcher die Reflexion, alleinig entspringend aus dem Dichtigkeitsunterschied des Aethers in beiden Mitteln, an der Trennungsfläche selbst geschehen würde. Die beiden Hypothesen also, die bei den reflectirten Ringen und folglich auch bei den durchgelassenen, weil diese nach dem Princip der Erhaltung lebendiger Kräfte nothwendig complementar zu ersteren sind, mit einander übereinstimmen, diese beiden Hypothesen, sage ich, bieten uns, indem sie hinsichtlich der Vibrationsdifferenzen zwischen den reflectirten und durchgelassenen Strahlen zu widersprechenden Folgerungen führen, das Mittel dar, durch den Versuch zu entscheiden, welche von beiden verworfen werden müsse.

Zu dem Ende habe ich den bequemsten Fall gewählt, denjenigen, wo das Licht in Luft an der Vorderfläche einer Glasplatte reflectirt wird. Nach der ersten Hypothese müssen dann die reflectirten Strahlen mit den directen in ihren Vibrationen übereinstimmen, wenn man sie als auf dieselbe Richtung zurückgeführt annimmt und vom Unterschiede der durchlaufenen Wege absieht; nach der zweiten Hypothese müssen sie dagegen um eine halbe Wellenlänge von ihnen abweichen. Daraus folgt, daſs wenn man die beiden Lichtbündel unter einem sehr klei-

nen Winkel interferiren läſst, um sichtbare Fransen zu erzeugen, der mittliche Streifen, welcher den Punkten der Gleichheit der durchlaufenen Wege entspricht, nach der ersten Hypothese weiſs, und nach der zweiten schwarz seyn muſs.

Um diese Interferenz zu bewerkstelligen, fing ich mit zwei schwarzen Spiegeln directe Strahlen und solche auf, die bereits an einer anderen vollkommen durchsichtigen und hinten geschwärzten Glasplatte eine erste Reflexion erlitten hatten. Diese Reflexion von directen und schon reflectirten Strahlen an zwei gleichen Spiegeln konnte, da sie ihnen gleiche Modification einprägte, nicht den Unterschied abändern, der aus der Reflexion eines der Lichtbündel an dem ersten Spiegel entsprungen war [1]).

Die beiden Glasspiegel, welche die beiden Lichtbündel in fast parallele Richtungen zu bringen hatten, waren auch so gestellt, daſs für den gemeinschaftlichen Theil beider Lichtfelder die durchlaufenen Wege beinahe gleich waren. Dieſs erreichte ich mittelst einer nach Art der nebenstehenden Figur auf Pappe gezeichneten Skizze. *FG* ist die durchsichtige Glasplatte, an welcher die ein-



1) Die Reflexion an schwarzem Glase bewirkt gleiche Modificationen wie die an farblosem, wovon ich mich überzeugt habe, indem ich die an schwarzem Glase reflectirten Strahlen mit den an farblosem reflectirten interferiren lieſs. Anders ist es, wenn man statt des schwarzen Glases einen Metallspiegel nimmt; die Fransen sind dann nicht mehr symmetrisch in Bezug auf den hellen Streifen in der Mitte.

fallenden Strahlen die erste Reflexion erlitten; *AB* und *DE* sind die beiden geschwärzten Spiegel, von denen der erste die direct vom Lichtpunkt kommenden Strahlen, und der zweite die schon an der Glasplatte *FG* reflectirten Strahlen zurückwirft. Damit die einfallenden Strahlen auf parallele Richtungen zurückgeführt werden, müssen die beiden Spiegel *FG* und *DE* mit dem Spiegel *AB* Winkel machen, die gleich sind der Hälfte des Winkels *NCB*, welche die directen Strahlen mit eben dem Spiegel *AB* bilden; und damit die von den Strahlen *LKIH* und *NCM* durchlaufenen Wege gleich seyen, reicht es hin, daſs die Ebenen der Spiegel *FG* und *DE* verlängert einen und denselben Punkt *C* der Oberfläche des Spiegels *AB* treffen. Nach dieser Regel wurden alle Zeichnungen gemacht; da man indeſs durch eine bloſse Zeichnung nicht den für so zarte Versuche erforderlichen Grad von Genauigkeit erreichen kann, indem ein Unterschied von einigen Tausendsteln eines Millimeters hinreicht die Fransen zu vernichten, so änderte ich die Lage des Spiegels *DE* langsam mittelst einer Stellschraube, welche ihn, in senkrechter Richtung auf seiner Oberfläche und ihm selbst parallel, vor- oder zurückschob. Nach einem sehr kurzen Probiren sah ich dann leicht Fransen zum Vorschein kommen.

Ich wiederholte diesen Versuch bei sehr verschiedenen Richtungen; ich machte den Winkel *ACF* folgweise gleich $7\frac{1}{2}^\circ$, 15°, 20°, 25°, $27\frac{1}{2}^\circ$, 35°, 40°, und immer sah ich die Mitte der Fransengruppe von einem schwarzen Streifen eingenommen, übereinstimmend mit der zweiten Hypothese über die Reflexion.

Um die Sache recht einleuchtend zu machen, muſs man die beiden Bilder des Lichtpunkts einander recht nahe bringen und somit die Fransen möglichst breit machen, damit der prismatische Effect der Lupe, deren man sich zu ihrer Beobachtung bedient, kein Irrthum hinsichtlich des Ranges einer jeden und hinsichtlich der Sym-

metrie ihrer Farben veranlassen könne [1]). Dann zeigen sich die Fransen symmetrisch geordnet dieſs- und jenseits des mittlichen schwarzen Streifens, welcher in der Mitte seiner Breite vollkommen farblos ist, so daſs man nicht zweifeln kann, dieſs sey ein Punkt des vollen Miſsklangs für alle Strahlenarten, und es seyen demnach die beiden interferirenden Wellensysteme um eine halbe Wellenlänge verschieden. Die zwei Mal am Glase reflectirten Strahlen weichen also von den nur ein Mal reflectirten um eine halbe Wellenlänge ab, oder, was auf dasselbe zurückkommt, die ein Mal reflectirten Strahlen weichen von den directen oder durchgelassenen um eine halbe Wellenlänge ab, unabhängig von den durchlaufenen Wegen, gerechnet von der Oberfläche des Glases selbst. Mithin bestätigt die Erfahrung die Hypothese in ihren Folgerungen, nach welcher die Reflexion an den Theilchen der durchsichtigen Körper selbst geschieht.

Diese inneren Reflexionen an den eigenen Körpertheilchen waren schon durch andere Erscheinungen angezeigt. Die Farben, welche die Polarisation in dem mehrmals von Metallen reflectirten Lichte entwickelt, beweisen nach dem Interferenzprincip, daſs ein Theil der reflectirten Strahlen bis zu einer gewissen Tiefe in das Innere des Metalls eingedrungen war, denn das so mo-

1) Um Fransen zu erhalten, ist noch eine andere Vorsicht zu treffen, bei deren Unterlassung ich anfangs einige Tage geglaubt hatte, daſs die beiden Lichtbündel nicht mehr auf einander wirkten, wenn sie sich der senkrechten Incidenz näherten. Dieſs rührte ganz einfach davon her, daſs ich die Spiegel *DE* und *FG* nicht *AB* genähert hatte in dem Maaſse als ich die Schiefe der einfallenden Strahlen verringerte, so daſs die Strahlen *PGDR* und *QOR*, welche ich interferiren lieſs, unter zu verschiedenen Richtungen vom Lichtpunkt ausgegangen waren. Nun habe ich in meiner ersten Abhandlung über die Diffraction gezeigt, daſs man die vom Brennpunkt der Linse, deren man sich zur Bildung des Lichtpunkts bedient, ausgegangenen Strahlen nur in ziemlich kleinen Winkel-Intervallen als sämmtlich in Uebereinstimmung schwingend ansehen kann.

dificirte Licht verhält sich beim Durchgang durch Krystallblättchen genau so, wie wenn es aus zwei Wellensystemen bestände, die polarisirt, das eine parallel und das andere winkelrecht zur Einfallsebene, und durch einen mehr oder weniger groſsen Abstand getrennt sind, je nach dem Einfallswinkel und der Anzahl der successiven Reflexionen.

Die durchsichtigsten Körper reflectiren das Licht nicht bloſs in der sehr dünnen Schicht, welche ihre Oberfläche berührt, sondern auch an allen andern Punkten ihrer inneren Theile, und dieses Licht wird immer merklich, wenn das reflectirende Licht hinreichende Tiefe hat.

Die Atmosphäre bietet uns davon ein auffallendes Beispiel. Die Fülle des Sonnenlichts, welches sie, selbst an heitersten Tagen, von allen Seiten in unsere Augen sendet, läſst sich, wie Hr. Arago bemerkt hat, nur begreifen, wenn man annimmt, daſs die Lufttheilchen selbst dieses Licht reflectiren, und daſs die Schwäche dieser partiellen Reflexionen durch die Menge derselben compensirt wird.

Die Erscheinungen dieser Art werden leicht begreiflich durch die Hypothese, deren Folgerungen wir so eben durch die Erfahrung bestätigt sehen. In der That die elementaren Reflexionen, die aus dem Stoſs der Lichtwellen gegen die eigenen Körpertheilchen entspringen, können sich in deren Innerem nur dann vollständig zerstören, wenn die Intervalle, welche sie trennen, unendlich klein sind in Bezug auf eine Wellenlänge, weil man dann immer hinter jedem Theilchen ein anderes in solchem Abstand finden kann, daſs die Strahlen, welche es zu reflectiren trachtet, genau um eine halbe Wellenlänge von denen abweichen, die am ersten reflectirt wurden. Sobald aber die Zwischenräume, welche die Theilchen des Mittels trennen, nicht absolut Null gegen eine Wellenlänge sind, findet keine vollständige Zerstörung

der Elementar-Reflexionen im Innern des Mittels mehr statt, und dieſe Reflexionen werden endlich ſichtbar, wenn ſie einander auf groſse Tiefe addiren [1]).

Dieſe Theorie der Reflexion, ſchon viel allgemeiner und an Folgerungen weit fruchtbarer als die andere Hypotheſe, die nur auf den Fall einer vollkommenen Durchſichtigkeit anwendbar iſt, hat noch den Vortheil, durch ihre Grundſätze die Einwürfe zu widerlegen, welche man in Bezug auf die Diſperſion, welche die Refraction begleitet, dem Undulationsſyſtem gemacht hat. Die Analyſe beweiſt, daſs Wellen von verſchiedener Länge ſich in einem homogenen elaſtiſchen Fluidum mit gleicher Geſchwindigkeit fortpflanzen müſſen, ſo daſs wenn die Verlangſamung des Lichts, z. B. in Glas, nur von der gröſseren Dichte des darin enthaltenen Aethers abhinge, die verſchiedenen Arten von Lichtwellen, die ſich im Vacuo, d. h. im Aether allein, mit gleicher Geſchwindigkeit fortpflanzen müſſen, im Glaſe eine gleiche Verzögerung erleiden und demgemäſs ſich in gleicher Weiſe brechen würden; denn das Verhältniſs des Einfallsſinus zum Brechungsſinus hängt alleinig von dem ab, welches zwiſchen den Geſchwindigkeiten des Lichts in beiden Mitteln vorhanden iſt. Nach dem angeführten Verſuch iſt es aber ſehr wahrſcheinlich, daſs der in dem Glaſe enthaltene Aether nicht merklich dichter iſt als der daſſelbe umgebende; ſo daſs die Verkürzung der Lichtwellen, welche in das Glas dringen, hauptſächlich von deſſen eigenen Theilchen herrührt, deren Einfluſs auf die Diſperſion man

1) Dieſe Betrachtungsweiſe der Reflexion läſst die Möglichkeit durchblicken, die eigenen Farben der Körper auf eine genügendere Weiſe zu erklären als es von Newton geſchehen. Die Anſicht des Letzteren ſcheint nicht anwendbar zu ſeyn auf farbige vollkommen klare Flüſſigkeiten, deren Theilchen ohne Zweifel weit kleiner ſind als die Länge eines Acceſſes ſelbſt im Glaſe, und denen man alſo unwahrſcheinliche Dichtigkeiten beilegen müſste, weit gröſsere als die, welche ſie nach derſelben Theorie in anderen farbloſen vollkommen durchſichtigen Verbindungen haben würden.

übrigens und aus einem recht einfachen Grunde nicht in Zweifel ziehen kann, weil diese Erscheinung in ganz anderen Verhältnissen als die mittleren Brechvermögen mit der Natur oder Anordnung der Theilchen variirt.

Allein diejenige von allen optischen Erscheinungen, welche den unmittelbaren Einfluſs der Körpertheilchen auf den Gang des Lichts vielleicht am einleuchtendsten macht, ist die Doppelbrechung, welche uns zeigt, daſs ein polarisirter Lichtstrahl je nach der Richtung, in welche man den von ihm durchlaufenen Krystall dreht, seine Geschwindigkeit ändert, obgleich die Dichtigkeit des darin enthaltenen Aethers immer dieselbe bleibt.

Bei dieser Gelegenheit will ich eines Gesetzes erwähnen, welches ich kürzlich bei den Phänomen der Doppelbrechung des gekrümmten Glases entdeckt habe, und welches zeigt, bis zu welchem Punkt die Anordnung der Theilchen auf den Gang des Lichtes einwirkt.

Wenn man das Glas krümmt, erlangt es bekanntlich Eigenschaften, analog denen dünner Krystallblätter. Wie diese Blätter bringt es das auſserordentliche Bild und zwar gefärbt wieder zum Vorschein, was Hr. Brewster schon vor langer Zeit bemerkt hat. Die Analogie deutet darauf hin, daſs diese Farben, die denen der dünnen Krystallblätter vollkommen ähnlich sind, ebenfalls entspringen müssen aus der Interferenz zweier Systeme von Lichtwellen, welche das gekrümmte Glas mit ungleicher Geschwindigkeit durchlaufen; und dieſs bestätigt auch die Erfahrung.

Um die Geschwindigkeiten dieser beiden Wellensysteme zu messen, wandte ich das feine Verfahren an, welches die Diffraction darbietet. Nachdem ich ein Glasparallelepiped gekrümmt hatte, indem ich es mit einem Ende in einen Schraubstock einspannte und gegen das andere Ende eine Druckschraube wirken lieſs, leitete ich zwei Lichtbündel durch dasselbe, die von einem selben Lichtpunkt ausgingen und durch zwei Schlitze in einem

das übrige Licht auffangenden Schirm hindurchgeführt wurden. Die Schlitze waren kaum $0^{mm},15$ breit und einander so nahe, daſs die beiden Lichtbündel vermöge der Ausbreitung, die sie erfuhren, mit einander interferiren konnten. Diese Schlitze entsprechen Punkten von gleicher Entfernung von der Mittellinie, wo die Glastheilchen durch die Biegung weder merklich an noch von einander gerückt wurden; solchergestalt befanden sich die Glastheilchen in der Ebene, welche dem einen Schlitze entsprach, eben so zusammengerückt, als sie in der, welche durch den anderen Schlitz ging, auseinandergerückt waren; so daſs der Gangunterschied zwischen den beiden Lichtbündeln das Doppelte des von einem dieser Wellensysteme mit den die Mittelebene folgenden Strahlen seyn muſste, da in der Mittelebene das Glas nicht von der Biegung afficirt wird, wovon man sich übrigens durch einen directen Versuch überzeugen kann, wenn man einen der Schlitze gegenüber dieser Ebene aufstellt.

Die durch die Interferenz dieser beiden Lichtbündel erzeugten Streifen zeigten nicht mehr die lebhaften und reinen Farben der Farbenringe, wie vor der Biegung des Glases; vielmehr zeigten sie ein Gemenge dieser Farben dem ähnlich, welches aus der Ueberdeckung zweier Fransengruppen, deren Mittelpunkte nicht zusammenfallen, hervorgeht. Zerlegt man das Licht mit einem Kalkspathrhomboëder, dessen Hauptschnitt parallel oder winkelrecht zu der Krümmungslinie des Glases ist, so zeigen die Fransen jedes Bildes genau die Farben der Farbenringe; allein der helle Mittelstreifen nimmt in Bezug auf den Mikrometerfaden nicht dieselbe Lage ein im ordentlichen und auſserordentlichen Bilde, was beweist, daſs der Gangunterschied zwischen den beiden parallel der Krümmungslinie polarisirten Bündeln nicht derselbe ist, wie der Gangunterschied zwischen den beiden nach winkelrechter Ebene polarisirten.

Als ich die durch die Biegung des Glases veranlaſste

Verſchiebung der Franſen im ordentlichen und auſser-ordentlichen Bilde maſs, fand ich, daſs er für die parallel den krummen Flächen polariſirten Strahlen genau doppelt ſo groſs war wie für die Franſen, die aus den nach winkelrechter Ebene polariſirten Strahlen entſtanden waren.

Gründe und Analogien deuten darauf, daſs die Linie der Krümmung genau die Axe der Doppelbrechung des gekrümmten Glaſes iſt [1]), wenigſtens wenn die Biegung ſo gering iſt, daſs die Glastheilchen nur in dieſer Richtung eine merkliche Annäherung oder Auseinanderrückung erfahren. Dieſe Hypotheſe findet ſich übrigens beſtätigt durch die Verſuche, welche ich gemacht über die Art, wie die durch die Polariſation im gekrümmten Glaſe entfalteten Farben ſteigen und fallen in der Ordnung der Ringe, je nach der Richtung, in welcher man das Glas neigt.

Ich nehme alſo an, daſs die Axe der Doppelbrechung die Tangente der aus der Biegung entſpringenden Curve iſt; alsdann werde ich ordentliche Strahlen diejenigen nennen, welche parallel den krummen Flächen polariſirt ſind,

1) In der That denken wir uns ein Glasparallelepiped parallel den gekrümmten Flächen in ſehr dünne Schichten getheilt; die gegenſeitige Näherung oder Entfernung ſeiner Theilchen nimmt zu oder ab mit der Lage der Schichten, die gleichſam einen Verein von verſchiedentlich ſtark doppeltbrechenden Kryſtallen bilden. Allein da jede Schicht als ſehr dünn angenommen wird, ſo verändert ſich in deren Dicke jene Annäherung oder Entfernung nicht merklich; da alſo die Glastheilchen, der Hypotheſe nach, nur in Richtung der Längsfaſern eine merkliche Verſchiebung erfahren, ſo iſt die Anordnung der Theilchen in der winkelrechten Ebene durchaus dieſelbe in allen Richtungen rings um die Faſern, welche folglich die einzigen Linien ſind, die als Axen einer Doppelbrechung betrachtet werden können. Wirklich müſſen ſie die charakteriſtiſchen Eigenſchaften dieſer beſitzen; denn es iſt klar, daſs ein Lichtſtrahl, welcher in dieſer Richtung durch das Glas ginge, es immer mit gleicher Geſchwindigkeit durchlaufen müſste, in welchem Azimut auch ſeine Polariſationsebene läge.

sind, und auſserordentliche diejenigen, die es in darauf winkelrechter Ebene sind. Nach dieser Betrachtungsweise ist die Aenderung der Geschwindigkeit des Lichts, welche aus dem An- und Auseinanderrücken der Theilchen des Glasparallelepipeds entspringt, doppelt so groſs in den ordentlich, als in den auſserordentlich gebrochenen Strahlen, ein recht merkwürdiges Resultat, weil die Doppelbrechung von gleicher Ordnung ist, wie die Refractionsänderung, welche aus der Ausdehnung oder Verdichtung des Mittels entspringt.

Ich habe versucht die absolute Ausdehnung und Verdichtung des Glasparallelepipeds in den Punkten, wo es von den mit einander interferirenden Lichtbündeln durchlaufen wird, zu messen, habe aber noch nicht so viele und so genaue Beobachtungen gemacht, um bestimmen zu können, welche Relation zwischen diesen Modificationen und den daraus für den Gang des Lichts hervorgehenden Veränderungen existirt. Ich habe jedoch erkannt, daſs diese Veränderungen weit geringer sind als die, welche man aus der Zu- oder Abnahme der Dichte des Mittels nach dem Emissionssysteme folgern würde, in der Voraussetzung, daſs die Anziehung des Mittels zu den Lichttheilchen proportional der Dichte desselben sey, oder nach dem Undulationssystem in der Annahme, dieses Mittel sey eine homogene elastische Flüssigkeit, deren Dichtigkeit gleiche Veränderungen wie die der Glasplatte erfahre, und deren Elasticität constant bleibe. Mit diesen Hypothesen führen beide Theorien zu derselben Formel; ich habe dieselbe auf mehre Beobachtungen angewandt, von denen mir eine, wegen der darauf verwandten Sorgfalt, einiges Vertrauen zu verdienen scheint. Hinsichtlich der Variation, welche die Geschwindigkeit des Lichts erleiden muſs, und zwar für die Strahlen, welche in ihrem Gang die beträchtlichsten Veränderungen erleiden, d. h. die ordentlichen Strahlen, hat mir die Rechnung ein fast doppelt so groſses Resultat wie dieser Versuch gegeben.

Immer annehmend, daſs die Axe der Doppelbrechung des gekrümmten Glases in der Richtung der Krümmung liege, habe ich durch Kreuzung der Glasplatte mit Krystallplatten gefunden, daſs die auf Seite der Convexität oder des nach der Axe ausgedehnten Theils liegende Hälfte von der Art der attractiven Krystalle ist, und der Theil, wo die Molecule in Richtung der Axe einander genähert sind, zur Gattung der repulsiven Krystalle gehört, wenn ich mich dieser im Emissionssystem üblichen Ausdrücke bedienen darf; oder anders gesagt und die Sache vom Standpunkte der Undulationstheorie betrachtet, daſs, sobald die Doppelbrechung durch eine Ausdehnung längs der Axe veranlaſst ist, der ordentliche Strahl schneller geht als der auſserordentliche, und daſs wenn sie aus einer Condensation längs der Axe entspringt, umgekehrt der auſserordentliche Strahl dem ordentlichen voreilt. Dieſs war schon aus den von mir angeführten Diffractionserscheinungen zu schlieſsen.

Schon vor sehr langer Zeit hat Hr. Brewster diese Analogie zwischen den beiden Hälften einer gekrümmten Glasplatte und den attractiven und repulsiven Krystallen bemerkt; allein ich weiſs nicht, daſs er die Richtung der Axe angegeben habe. Wie dem auch sey: sehr wahrscheinlich hat er sie auch parallel der Krümmungslinie angenommen, denn das ist die natürlichste Hypothese [1]).

Schlechtes Wetter und dringende Geschäfte haben mich genöthigt, die Untersuchungen über die Doppelbrechung des gekrümmten Glases einstweilen zu verlassen. Ich bin Willens sie unter günstigeren Umständen wieder vorzunehmen und durch genaue Beobachtungen zu bestimmen, welche An- und Auseinanderrückungen der Glas-

1) Seit der Abfassung dieser Abhandlung habe ich mich überzeugt, daſs Hr. Brewster die Richtung der Axe in dem gekrümmten Glase bestimmt hat, indem er die einfallenden Strahlen nach gegen die Axe parallelen und senkrechten Ebenen neigte; und er hat gefunden, daſs sie der Condensation oder Dilatation des Glases parallel ist.

theilchen jedem Grad von Geschwindigkeitsunterschied zwischen den ordentlichen und auſserordentlichen Strahlen entsprechen. Versuche dieser Art, bei welchen man die Modificationen in der Anordnung der Theilchen des brechenden Mittels nach Belieben verändern und messen kann, werden vielleicht auf die mechanischen Ursachen der Doppelbrechung einiges Licht werfen.

IX. *Ueber das Phänomen der Interferenz zweier Lichtstrahlen im Falle groſser Gangunterschiede;*

von den HH. H. Fizeau und L. Foucault.

(*Compt. rend. T. XXI, p.* 1153. Ein daselbst mitgetheilter Auszug.)

Wenn zwei Lichtstrahlen einander unter den Bedingungen der Interferenz begegnen, und man vergröſsert stufenweise ihren Gangunterschied, so gelangt man bald zu einer Gränze, wo das allmälig schwächer gewordene Phänomen aufhört wahrnehmbar zu seyn. Das Daseyn dieser Gränze erklärt sich natürlich durch die Nicht-Homogenität der interferirenden Bündel, und wirklich liegt sie desto ferner, als diese Bündel aus einem einfacheren Lichte bestehen.

Indeſs weist die Theorie noch eine andere Ursache nach, die früher oder später den Interferenzerscheinungen eine Gränze stecken muſs, eine Ursache, die von der Zusammengesetztheit des Lichts ganz unabhängig ist und mit der Art, auf welche die Lichtbewegungen vor sich gehen, in Beziehung steht.

In der That die Nicht-Interferenz der von verschiedenen Quellen ausgegangenen Strahlen und der zweier Strahlen von gleichem Ursprung, die anfangs winkelrecht

gegen einander polarisirt und alsdann auf eine selbe Polarisationsebene zurückgeführt wurden, aber nicht vorher nach einer einzigen Ebene polarisirt waren, hat zu der Ansicht geführt, die Lichtbewegungen seyen sehr häufigen Störungen ausgesetzt, und diese bewirken in dem successiv von einem selben Punkt ausgesandten Lichte solche Veränderungen, daſs, wenn der Gangunterschied zweier von diesem Punkt ausgegangenen und interferirenden Strahlen hinreichend groſs geworden, kein bleibendes Verhältniſs in den beiden einander überdeckenden Bewegungen stattfinde und nun das Phänomen gänzlich aufhöre.

Es war daher interessant für die Theorie des Lichts, das Interferenzphänomen bis zu dem Fall verfolgen zu suchen, wo der Gangunterschied einer groſsen Zahl von Lichtwellen gleich werde. Die Beobachtungsweise, welche wir zu diesem Zweck anwandten, ist folgende:

Wenn ein selber Ort des Raums erleuchtet wird von zwei Lichtbündeln, die von einer gleichen Quelle ausgehen, von denen aber der eine gegen den andern zurück ist, so kann das Interferenzphänomen nur dann an diesem Ort beobachtet werden, wenn der Verzug unbeträchtlich ist; statt unmittelbar diesen Ort selber zu betrachten, kann man ihn zum Centrum der Strahlung machen, davon einen begränzten Theil durch einen Schirm mit Schlitz absondern, und mittelst eines zweckmäſsigen Brechungssystems von dem von ihm ausstrahlenden Lichte ein sehr reines Spectrum bilden.

Dieses Spectrum, in welchem man, wenn Sonnenlicht angewandt wird, alle Fraunhofer'schen Linien unterscheidet, kann angesehen werden als bestehend durch Juxtaposition aus einer fast unendlichen Anzahl von Bildern des strahlenden Schlitzes, von denen jedes aus Strahlen einer besonderen Wellenlänge, aber den allerhomogensten, zusammengesetzt ist.

Jedes der Elemente des Spectrums wird also durch

die Intensität der besonderen Strahlen, die es zusammensetzen, das Resultat der Interferenz dieser Strahlen an dem Ort des Raumes zeigen, von dem er das Bild ist. Beobachtet man also das ganze Spectrum, so wird man gleichzeitig in allen Arten des einfachen Lichtes die Phänomene wahrnehmen, die aus dem Zusammentreffen zweier Lichtbündel an einem selben Ort des Raumes hervorgehen.

Diese Interferenzspectra werden im Allgemeinen durch dunkle und helle Streifen gebildet, die den festen Linien parallel sind und abwechselnd in der ganzen Länge des Spectrums auf einander folgen, in desto gröſserer Zahl als der Gangunterschied zwischen den interferirenden Bündeln gröſser ist.

Man wird bemerken, daſs, da in den Spectren mit Interferenzstreifen zugleich auch die festen Linien vorhanden sind, man immer die Zahl dieser Streifen zwischen zwei bestimmten Gränzen angeben kann; und diese Zahl erlaubt den Gangunterschied der beiden Bündel zu berechnen.

Die eben beschriebene Methode findet ihre Anwendung auch auf den Fall, wo die Interferenzen durch zwei geneigte Spiegel oder durch dünne Lamellen hervorgebracht werden, so wie auf den, wo die Interferenzen aus den ungleichen Geschwindigkeiten entstehen, welche die Doppelbrechung den beiden Lichtstrahlen in Krystallplatten einprägt.

Im ersten Fall beobachtet man das Spectrum von dem Licht, welches durch eine zwischen zwei Nicol'sche Prismen zweckmäſsig angebrachte doppeltbrechende Krystallplatte gegangen ist.

Unter den aus unseren Versuchen abgeleiteten Zahlen wollen wir nur die folgenden anführen, um zu zeigen, bis zu welcher Gränze das Phänomen verfolgt werden kann.

Mittelst Fresnel'scher Spiegel haben wir die Inter-

ferenzen noch beobachtet, wenn der Gangunterschied für die blauen Strahlen im Spectrum nahe bei der Linie F. 1737 Wellenlängen betrug.

Durch Reflexion an den beiden Oberflächen einer dünnen Glasplatte wurden die Interferenzen noch nachgewiesen als der Gangunterschied die Zahl 3406 Wellenlängen erreichte.

Mit Krystallblättchen wurde das Phänomen bis zu merkwürdigen Dicken verfolgt, so z. B. gab eine der Axe parallele Bergkrystallplatte von $54^{mm},6$ Dicke, so wie eine ebenfalls der Axe parallele Kalkspathplatte von $4^{mm},79$ Dicke sehr hübsche Interferenzphänomene, obwohl der Gangunterschied bei der ersten 1082, und bei der zweiten 1692 Wellenlängen betrug [1]).

Am Schlusse dieses ersten Theils unserer Arbeit zeigen wir, wie man aus dieser Beobachtungsweise genaue Data über die Dispersion der Doppelbrechung ableiten kann. Dieses Studium bietet ein besonderes Interesse bei der circularen Doppelbrechung des Bergkrystalls, indem es erlaubt, das merkwürdige von Hrn. Biot gefundene Gesetz für die Drehung der Polarisationsebenen der verschiedenen Strahlen in diesem Krystall einer Prüfung zu unterwerfen.

X. *Beobachtungen über Capillarität; von Henry.*

In der Sitzung der *American Philosophical Society*, zu Philadelphia, vom 20. Juli v. J., gab Hr. Prof. Henry,

1) So weit sich aus der kurzen Andeutung des Verfahrens der HH. F. und F. entnehmen läſst, möchte man dasselbe für Krystallblättchen wohl für ziemlich identisch halten dürfen mit dem von Baron Wrede angewandten (Ann. Bd. 33, S. 366), auf dessen Nutzen für die Lehre von den Interferenzen ich gelegentlich in dies. Ann. Bd. 41, S. 516 aufmerksam machte. *P.*

von Princeton, Nachricht von einigen Beobachtungen über Capillarität, die er in Zusatz zu den früher der Gesellschaft mitgetheilten angestellt hatte.

Im J. 1839 überreichte er die Resultate einiger Versuche über die Durchdringlichkeit des Blei's für Quecksilber [1]), und spätere Beobachtungen lieſsen ihn glauben, daſs auch andere Metalle in Bezug auf einander diese Eigenschaft besitzen möchten. Sein erster Versuch, diese Muthmaſsung zu prüfen, wurde mit Hülfe des Dr. Patterson in der Münze der Vereinigten Staaten angestellt. Zu dem Ende wurde ein Goldkügelchen auf eine Platte Eisenblech gelegt und der Hitze des Probirofens ausgesetzt, allein der Versuch war ohne Erfolg; denn wiewohl das Gold weit über seinen Schmelzpunkt erhitzt ward, so zeigte es doch keine Anzeige von Eindringen in die Poren des Eisens. Später kam ihm der Gedanke, daſs wohl ein anderes Resultat erhalten wäre, wenn man die beiden Metalle vor dem Erhitzen in Adhärenz zu einander gebracht hätte, so daſs kein Oxyd sich zwischen den Oberflächen bilden konnte. Zu dem Ende erkundigte sich Prof. H. bei Hrn. Cornelius, in Philadelphia, ob derselbe wohl in seiner ausgedehnten Lampenfabrik beim Bearbeiten des mit Silber plattirten Kupfers ein Verschwinden des Silbers auf dem Kupfer in der Hitze wahrgenommen hätte. Er erhielt zur Antwort, daſs wenn die plattirte Platte über eine gewisse Temperatur erhitzt würde, das Silber immer verschwände und eine Kupferfläche entblöſst zurücklasse; auch daſs es allgemein der Glaube der Arbeiter sey, daſs das Silber bei dieser Temperatur verdampfe.

Prof. H. vermuthete, daſs das Silber, statt zu verdampfen, bloſs in die Poren des Kupfers eingedrungen wäre, und daſs, wenn man die Oberfläche des letzteren vorsichtig durch Säuren fortnähme, das Silber wieder zum Vorschein käme. Um dieſs durch Erfahrung zu bewahr-

1) Ann. Bd. 52, S. 187.

heiten, erhitzte Hr. Cornelius ein dickplattirtes Stück Kupfer an einem Ende nahe bis zum Schmelzen; das Silber verschwand an diesem Ende, und als das Metall durch verdünnte Schwefelsäure gereinigt ward, zeigte das erhitzt gewesene Ende eine gleichmäſsige Kupferfläche, während das andere Ende noch seinen Silberüberzug besaſs. Das unversilberte Ende der Platte wurde nun auf einige Minuten in eine Lösung von salzsaurem Zink gebracht, wodurch die äuſsere Fläche des Kupfers entfernt, und die Oberfläche des Silbers wieder bloſsgelegt ward. Diese Methode der Wiederherstellung des Silbers würde, ehe das Versilbern durch Galvanismus in Gebrauch kam, für die Fabriken plattirter Waaren von groſsem Nutzen gewesen seyn, weil es oft geschieht, das werthvolle Gegenstände beim Löthen, durch Erhitzen bis zum Punkt des Verschwinden des Silbers, verdorben werden.

Es ist den Juwelieren wohl bekannt, daſs kupferne mit Gold plattirte Gegenstände mit der Zeit ihren Glanz verlieren, und daſs man diesen durch Sieden mit Ammoniak wiederherstellen kann. Diese Erscheinung wird wahrscheinlich dadurch bewirkt, daſs das Ammoniak auf das Kupfer wirkt, es von der Oberfläche fortlöst, und das Gold, welches durch Diffusion in das Kupfer eingedrungen ist, entblöſst.

Eine langsame Diffusion eines Metalls durch ein anderes findet wahrscheinlich bei den Legirungen statt. Silbermünzen, die lange in der Erde lagen, sind mit einem Kupfersatz bedeckt gefunden. Dieſs läſst sich durch die Annahme erklären, daſs die Oberfläche der Münze sich mit der Kohlensäure des Bodens verbinde, und, nachdem sie fortgenommen, durch eine Diffusion von Innen aus ersetzt werde. Es ist nicht unwahrscheinlich, daſs auf diese Weise im Laufe der Zeit ein bedeutender Theil des Kupfers ausgezogen, und somit die Reinheit der Münze ansehnlich erhöht werde.

Vielleicht ist auch das Phänomen, welches Ausson-

derung (*segregation*) genannt wird, d. h. die Bildung von Feuersteinknollen in Massen von kohlensaurem Kalk oder von verhärtetem Mergel in Thonlagern, auf ähnliche Weise zu erklären. Beim Aufbrechen dieser Massen beobachtet man fast immer, daſs ein Stück einer Muschel oder sonst einer fremdartigen Substanz die Mitte einnimmt, und wahrscheinlich bildet es den Kern, um welche sich die Masse durch Attraction anhäufte. Nur hat es Schwierigkeit zu erklären, wie die Cohäsionsanziehung, welche in merkliche Entfernungen unmerklich ist, einen solchen Effect bewirken könne. Um dieſs zu erklären, wollen wir annehmen, zwei Substanzen seyen durch gegenseitige Anziehung gleichmäſsig durch einander verbreitet, wie Zucker gelöst in einer groſsen Menge Wasser, wo jedes Wassertheilchen eine verhältniſsmäſsige Menge Zucker anzieht, und das Ganze im Gleichgewichtszustand ist. Wenn die Diffusion anfangs durch Wärme unterstützt ward und diese Ursache der Trennung homogener Theilchen entfernt wird, kann die Diffusion ein instabiles Gleichgewicht werden; und die geringste äuſsere Kraft, wie z. B. die Anziehung eines kleinen Muschelstücks, kann die Ruhe stören und die unmittelbar mit ihm in Contact stehenden Theilchen anziehen. Dieſs würde ein Vacuum von Atomen rings um die anziehende Masse bilden; denn beim Zucker z. B. würde rings um den Kern eine an Zucker ärmere Schicht Wasser entstehen, diese Schicht würde von der nächst äuſseren wieder Zucker aufnehmen, und sofort durch die ganze Wassermasse, bis der übrigbleibende Zucker wieder gleichmäſsig verbreitet wäre. Der Proceſs würde sich vom Kerne ausgehend wiederholen, und solchergestalt zuletzt eine beträchtliche Masse Zucker um denselben anhäufen. Auf diese Weise läſst sich begreifen, wie die Molecular-Attraction Wirkungen hervorzubringen vermag, die nur das Resultat von in die Ferne wirkenden Kräften zu seyn scheinen können. (*Proceedings of the American phil. Soc. Vol. IV, p.* 176.)

XI. *Ueber eine Methode staubförmigen Graphit in eine compacte Masse zu verwandeln; von Hrn. W. Brockedon.*

Graphit oder Reiſsblei von hinreichender Güte, um Bleistifte daraus zu verfertigen, ist sehr selten geworden; in den Gruben von Borrodale wird gegenwärtig nur eine geringe Menge, und zwar von untergeordneter Beschaffenheit, gewonnen, so daſs, was in der letzten Zeit verkauft worden, nur ein Theil der groſsen Ausbeute ist, die man vor vierzig Jahren erhielt. Der Cumberlandsche Graphit hat seinen früheren Ruf verloren; er enthält Unreinigkeiten, die von den Künstlern leicht entdeckt werden.

Der Verfasser dieses Aufsatzes hat eine Methode erdacht, durch welche der zarte Staub der besten Graphittheile wieder in eine dichte und compacte Masse verwandelt werden kann, von so derber Textur wie der beste Graphit, der in Gruben gefunden wird. Um dieſs zu bewirken wird der Staub, der beim Zersägen des Graphits in dünne Platten und Stäbchen (*veneers*) zum Behufe der Anfertigung von Bleistiften abfällt, sorgfältig gewaschen und zermalmt, durch wiederholte Operationen rein und frei vom Gries (*grit*) gemacht, und endlich durch ein Sieb geschlagen, dessen Zwischenräume weniger als $\frac{1}{30000}$ eines Quadratzolls betragen. So präparirt wird das Pulver in eine starke Form (*die or bed*) von Stahl mit luftdichtem Stempel (*fittings*) unter eine kräftige Presse (Stoſswerk?) gebracht. Dann wird die Luft aus dem Pulver gepumpt und, nachdem es luftfrei ist, ein Stöſser (*plunger*) auf dasselbe herabgelassen; dadurch wird es verfestet. Die zur Ausübung dieser Operation angewandte Kraft wird auf 1000 Tonnen (also etwa

20000 Centner) geschätzt; von dieser Gewalt werden mehre Schläge gegeben.

Proben von den auf solche Weise aus dem Staube des besten Cumberlandschen Graphits dargestellten Stükken wurden vorgezeigt. Eins derselben war von der Beschaffenheit, daſs es in dünne Platten zu Bleistiften zersägt werden konnte; ein anderes Stück, das zerbrochen war, zeigte an beiden Seiten des Bruchs eine gleich glatte (*smooth*) Fläche, eine Erscheinung, die man oft am natürlichen Graphit bemerkt.

Aus diesem Proceſs hält der Verfasser sich zu dem Schluſs berechtigt, daſs das feine Sediment, welches sich von zerstörten Gebirgsarten absetzt, durch bloſsen Druck wieder in solides Gestein verwandelt werden kann [1]).

1) Prof. H. Rose hat von seiner dieſsjährigen Reise nach England ein durch Hrn. Faraday's Vermittlung von Hrn. Brockedon erhaltenes Stück des comprimirten Graphit mitgebracht. Es stellt ein an den Kanten abgerundetes, sonst aber ziemlich regelmäſsiges Parallelepiped dar von 54,5 Millimeter in Länge und 23,5 Millim. in Breite und Dicke. Begierig die Dichtigkeit desselben kennen zu lernen, unterwarf ich es einer Wägung. Es wog in der Luft =60,9025 Grmm., in Wasser von 17°,5 C. =34,608 Grmm., mithin war sein specifisches Gewicht =2,3162. Der comprimirte Graphit ist also nicht unbeträchtlich dichter als der natürliche, dessen specifisches Gewicht in den mineralogischen Lehrbüchern zu 1,8 bis 2,1 angegeben wird. Und dennoch möchte diese Bestimmung vielleicht ein etwas zu niedriges Resultat gegeben haben. Denn nachdem das erwähnte Graphitstück ungefähr eine halbe Stunde lang im Wasser gehangen hatte, begann auf der Mitte einer seiner Flächen aus einer fast mikroskopischen Oeffnung eine förmliche Gasentwicklung anfangs in sehr kleinen, späterhin in etwas gröſseren Bläschen, welche letztere weniger rasch auf einander folgten und mit einem eigenthümlichen Geräusch zerplatzten. Erst nach sieben Stunden war diese Luftentwicklung vollkommen beendet, vor welchem Zeitpunkt natürlich auch keine Bestimmung möglich war, da das Gewicht des Graphits im Wasser fortwährend zunahm, im Ganzen um mehr als ein Gramm. Hienach wäre es leicht möglich, daſs die Masse noch andere mit Luft erfüllte Räume enthielt, in die das Wasser nicht einzudringen vermochte.

Poggendorff.

(*Chemical Gazette No.* 80, wo es aus den *Proceedings of the Geological Society* genommen ist.)

XII. *Ueber eine aus der Atmosphäre niedergefallene Substanz; von Hrn. Tizenhauz.*

(*Compt. rend. T. XXIII, p.* 452.)

Zu zwei verschiedenen Malen, am 24. und 26. Januar 1846, hat der *Courrier de Constantinopel* über eine Manna berichtet, die in Kleinasien in groſser Menge vom Himmel gefallen sey, 1841 in der Umgegend von Sywrihissar und an mehren andern Orten, und neuerlich 1846 zu Jenischeri, wo die Einwohner aus Noth diese Himmelskost benutzten, um Brot daraus zu backen.

Dieſs seltene Phänomen hat sich kürzlich auch in unseren europäischen Gegenden ereignet. Es war am 3. April (22. März a. St.), nicht weit von meinem Wohnort, dem Gute Zaiviel, zum Flecken Smorgonie gehörig, am rechten Ufer der Wilia, District Sievienciany, Gouvernement Wilna, unter 54° 45′ NBr. und 44° O. L., bei heiterem Himmel und ganz reiner Luft, bei + 10° R. und 27″ 6‴ Barometerstand, zur Zeit da nichts ein Gewitter anzukündigen schien, als zwischen 6 und 7 Uhr Abends mit einem Südwestwinde eine dicke Wolke, durchfurcht von Blitzen, den Horizont verdunkelte. Nach mehren Donnerschlägen von auſserordentlicher Stärke folgte ein warmer und reichlicher Regen, der die ganze Nacht hindurch anhielt.

Am andern Morgen glaubte der Inspector des Gutes Zaiviel vom Fenster aus hie und da Hagel auf dem Rasen des an das Haus anstoſsenden Gartens zu erblikken. Er ging hinaus, um sich davon zu überzeugen, aber wie groſs war sein Erstaunen, als er statt des Hagels zer-

brochene Kugeln einer ihm unbekannten Substanz fand; er sammelte einen Teller voll und legte sie zum Trocknen in Sonnenschein. Er machte mir folgende Beschreibung von ihnen: „die Kugeln waren von verschiedener Gröſse, von Haselnuſs- bis zu Nuſsgröſse; sie alle waren zerbrochen, allein die Stücke lieſsen sich leicht zusammenfügen, und jedes stellte ein Kugelsegment dar. Der äuſsere convexe Theil war vollkommen eben; die Bruchflächen zeigten eine blättrige Beschaffenheit; alle diese Stücke hatten eine fast gallertartige, aber feste und brüchige Consistenz (*avaient une température et une consistance presque gélatineuse, mais ferme et cassante*). Eine kleine Menge, die vier Tage dem Regen ausgesetzt blieb, zeigte keine Anzeige von Fäulniſs.“

Der Mann, der mir dieses berichtete, ist mir lange wegen seiner Ehrlichkeit bekannt, und ich kann für die Richtigkeit seiner Aussage bürgen; überdieſs hatte er kein Interesse mich zu täuschen, denn er selbst zweifelte, daſs es Manna sey. Die Stückchen, die er mir übergab, sind ganz trocken; die gröſsten wiegen bis 5 Gran; in diesem Zustand ist ihr Ansehen schwammig, teigig, faserig-blätterig, graulichweiſs und ein wenig durchsichtig, sie sind ziemlich hart, geruchlos, schmecken etwas nach Amylum und lassen sich zu einem sehr feinen Mehl zerreiben. Das specifische Gewicht dieser Substanz übertrifft ein wenig das des Wassers. Angezündet, brennt sie mit gelblicher Flamme, lebhaft spritzend und sehr stark wie gebrannter Zucker riechend, mit Hinterlassung von wenig Kohle. Vierundzwanzig Stunden in Wasser liegen gelassen, schwillt sie fast zum Doppelten ihres Volums auf und wird durchsichtig wie Gallerte, ohne indeſs die mindeste Anzeige von Auflösung zu verrathen. Zwischen den Fingern gedrückt, giebt sie nach und zerfällt zu Krümchen, die nicht an die Finger kleben. Sie löst sich fast gänzlich in Alkohol, und die alkoholische Lösung in destillirtes Wasser getröpfelt bewirkt darin eine schwache

bläuliche Wolke, die lange schwebend bleibt, ehe sie sich absetzt.

Diese atmosphärische Substanz scheint mir die Natur der Gummiharze zu besitzen, und könnte wohl die in der Genesis erwähnte wahrhafte *Manhu* der Kinder Israels seyn. Wie mir scheint, ist sie ein Pflanzenproduct *sui generis*, herrührend von balsamischen Pflanzen-Aushauchungen, die, in den oberen Regionen angehäuft, und, durch Wirkung der Elektricität metamorphosirt, in Form von Hagel auf die Erde niederfielen. Sie kann nicht den eigentlichen Harzen, auch nicht dem Zucker, dem Bassorin und noch weniger dem Stärkmehl (denn Jodlösung bläuet nicht die alkoholische Lösung dieser Manna) beigezählt werden. Endlich ist sie sicher nicht die Wurzel einer Pflanze der Gattung *Ficaria*, wie Hr. Noé, Conservator des naturhistorischen Museums zu *Galata-Seraj*, behauptet, welcher, nachdem er sich nach Jenischeri begeben, um Erkundigungen wegen der daselbst gefallenen Manna einzuziehen, und nachdem er daselbst nichts gefunden hatte, der fanatischen Unwissenheit des Volks die Idee zuschreibt, daſs jene Substanz mit dem Regen vom Himmel gefallen sey.

XIII. *Notizen.*

1. *Meteorsteinfall bei Werchne Tschirskaja Stanitza.* — Im *Bullet. de la classe physico-math. de l'acad. de St. Petersbourg, T. V, p.* 196, giebt Prof. Borissiak, zu Charkow, Nachricht von einem Meteorsteinfall, der sich am 30. Oct. (alt. Styls?) 1843, dreiſsig Werst südwestlich von *Werchne Tschirskaja Stanitza* (am Don, im Lande der donischen Kosaken) bei heiterem windstillem Wetter unter starken Detonationen, aber ohne Lichterscheinung (wie bei dem zu Terra-Nuova in Calabrien 1754)

zugetragen hat. Der gleich nach dem Falle aufgefundene Stein hat die Gestalt einer dreiseitigen Pyramide, mit einer concaven, einer convexen und einer ebenen Fläche, wiegt 8 Kilogrm. 30 Grm., und besitzt ein spec. Gew. =3,58. Mit dem Magnet wurden 30 Proc. metallische Theile herausgezogen. Eine etwa 0,2 Lin. dicke Kruste, die den Stein allseitig bis auf die vier Ecken umgiebt, ist schwarz, matt, hart (das Glas ritzend), spröde, und an einigen Stellen mit Eisentheilchen durchsetzt. Die innere Masse hat ein grobes erdiges Gefüge, eine hellgraue Farbe und matten Bruch, mehr als Glashärte, und ist von feinen Adern durchsetzt, deren einige mit einer schwärzlichen Masse gefüllt sind. Vor dem Löthrohr schmilzt sie nicht, verändert aber ihre Farbe und wird magnetisch. Mit Borax giebt sie eine glasige Schlacke, die beim Erkalten schwarz wird. Sie löst sich nur zum Theil in Säuren, in Salzsäure besser als in Schwefelsäure, und haucht mit ersterer einen Schwefelwasserstoffgeruch aus. In der dem Trachyt ähnlichen Masse lieſsen sich erkennen: Metallisches Eisen, Schwefeleisen, kleine, kaum wahrnehmbare unregelmäſsige weiſse Körner, ähnlich dem Orthoklas, und glänzende schwärzliche Kügelchen von Stecknadelgröſse, die vom Magnet ausgezogen wurden. Der Aerolith gehört zu den erdigen und ähnelt dem i. J. 1807 zu *Juchnow* (Gouv. Smolensk) gefallenen.

2. *Muthmaſslicher Meteorsteinfall zu Fayetteville.* — Ein Ungenannter beschreibt in Silliman's Journal (1845) *Vol. XXIX*, *p.* 408, ein Meteor, welches er am 1. Sept. 1845, Nachts 2 Uhr, zu *Fayetteville* (Nord-Carolina) erlebt hat, und, nach dem starken Licht und heftigem Knall zu urtheilen, nichts anders als ein Meteorsteinfall gewesen seyn kann. — In demselben Journale (*Vol. XXIX*, *p.* 407) theilt Hr. Hiram Bingham, Missionar auf den Sandwich-Inseln, einige Partikularitäten mit über den Aërolithenfall (oder Schauer von Aërolithen, wie Hr. B. sich ausdrückt), der sich am 27. Sept. 1825

theils auf *Honolulu*, theils im Kanal zwischen *Molokai* und *Lanai*, theils zwischen diesen Inseln und *Oahu* ereignet hat, und schon von v. Hoff in den Ann. Bd. 24, S. 225, aufgeführt worden ist.

3. *Phosphorsäure im Mineralreiche.* — Zufolge einer Untersuchung des Hrn. Fownes (*Phil. Transact.* 1844, *pt. I, p.* 53) enthalten folgende Mineralien feurigen Ursprungs mehr oder weniger beträchtliche Spuren von Phosphorsäure: *Dunkelgraue schlackige Lava vom Rhein* (ungemein hart und dauerhaft, zu Köln als Baustein benutzt), *weiſser Trachyt vom Drachenfels*, *dunkelrothe schlackige Lava vom Vesuv*, *compacter grüner Basalt* (*Toadstone*) von Cavedale in Derbyshire, auch solcher von *Dudley* (*Rowley-Ragg* genannt), *alte porphyrische Lava* vom Vesuv (viele Hornblendkrystalle enthaltend), *Tuff* oder *vulkanischer Schlamm* vom Vesuv. — Herr Sullivan, zu Dublin, hat, durch Hrn. Prof. Liebig dazu aufgefordert, die Untersuchung fortgesetzt (*Philos. Mag.* (1845) *Vol. XXVII, p.* 161) und obiger Liste noch folgende Gesteine und Minerale hinzugefügt: *Bergkalk* (*carboniferous limestone*) in neun Varietäten aus der Nähe von Cork, *Muschelkalk* und *Dolomit* von Fulda, *Dachschiefer* (zu Gieſsen gebraucht), *Kohlensandstein* (*millestone-grit*), *Thonschiefer* (*slate*), *alten rothen Sandstein* (*old red standstone*) von Cork; *Diorit* aus dem Lahnthal, *Klingstein* und *Phonolitischen Tuff* von der Rhön, *Hornblende* in Krystallen ebendaher, verwitterten *Olivin* aus dem Vogelsgebirge, krystall. *Augit* von der Rhön, compacten *Basalt* von Gieſsen, *Trapp* aus Nord-Irland, *Basalt* vom Riesenweg in Irland, *Bimstein* vom Laacher See, *Sodalith, Hypersthen, Datolith, Obsidian* von Lipari (reichlich), *Glimmer* vom Spessart, *Granit* und *Gneus* vom Odenwald, *Granit* aus Schottland, *Chloritschiefer*, *Augitporphyr*, *Glimmerschiefer*, *Lepidolith* (sehr reichlich) und *Tinkal* oder *natürlichen Borax* (sehr reichlich, ein Mal 2,13 Proc.). — In dem Wasser eines sehr tiefen Brunnens der Brauerei d. HH. Combe und Delafield zu London fand auch Prof. Graham auf 100 Thl. seines festen Gehalts 0,34 phosphorsauren Kalk und 0,43 phosphorsaures Eisen (*Phil. Mag. Vol. XXVII, p.* 369). Die Phosphorsäure scheint also im Mineralreiche sehr verbreitet zu seyn.

ANNALEN
DER PHYSIK UND CHEMIE.
Bd. II. ERGÄNZUNG. St. 3.

I. *Ueber die Volta'sche Gasbatterie. Versuche, um die Ursache ihrer Wirkung und ihre Anwendung auf Eudiometrie zu ermitteln;*

von W. R. Grove.

(Mitgetheilt vom Hrn. Verf. in einem besonderen Abzuge aus den *Phil. Transact.* 1843, *pt. II, p.* 91.)

Im *Philosophical Magazine* für December 1842 gab ich Nachricht von einer Volta'schen Batterie, die als wirkende Bestandtheile Gase enthielt und Wasser durch seine Bildung zersetzte [1]).

Die in diesem Aufsatz beschriebene Batterie bestand aus einer Reihe von Röhren, worin Platinstreifen, überzogen mit pulverförmig niedergeschlagenem Platin, enthalten waren. Die Streifen gingen durch die oberen, mit Kitt verschlossenen Enden der Röhren, deren unteren Enden offen waren. Die Röhren standen paarweise in Gefäſsen mit verdünnter Schwefelsäure, und von jedem Paar war die eine Röhre mit Sauerstoffgas, die andere mit Wasserstoffgas in solcher Menge gefüllt, daſs das Platin noch die verdünnte Säure berührte. Das Platin in dem Sauerstoff des einen Paars war metallisch verbunden mit dem Platin im Wasserstoff des nächsten, und solchergestalt wurde eine Volta'sche Reihe von 50 Paaren gebildet.

Mit dieser Batterie wurden folgende Wirkungen erhalten: — 1) Ein Schlag, den fünf sich anfassende Personen fühlen konnten; — 2) Herumschleudern der Nadel eines mäſsig empfindlichen Galvanometers, und endlich 60° bleibende Ablenkung derselben; — 3) bedeutende

1) Dieser Aufsatz findet sich in den Ann. Bd. 58, S. 202.

Divergenz eines Goldblatt-Elektroskops; — 4) zwischen Kohlenspitzen ein heller, bei vollem Tageslicht sichtbarer Funken; — 5) Zersetzung von Jodkalium, Chlorwasserstoffsäure und angesäuertem Wasser. Die Gase aus dem zersetzten Wasser wurden gesammelt und verpufft; sie entwickelten sich in den von der chemischen Theorie geforderten Richtungen, innerhalb der ganzen Kette der Wasserstoff in der einen Richtung, der Sauerstoff in der entgegengesetzten. Mit destillirtem Wasser, statt des gesäuerten, in den Zellen waren die Wirkungen ähnlich, doch schwächer.

Diese an sich schon klaren und entscheidenden Wirkungen wurden durch Gegenversuche, z. B. durch Umkehrung mittelst Vertauschung der Gase etc., fernerweitig bestätigt; doch brauche ich sie hier wohl nicht zu specificiren, da die elektrischen Wirkungen der mit Sauerstoff und Wasserstoff geladenen Gasbatterie seit der Veröffentlichung jenes Aufſatzes wiederholentlich bestätigt worden sind. Ich gab ferner an, daſs wenn Kohlensäure und Stickstoff statt des Sauer- und Wasserstoffſs genommen würden, keine Volta'schen Effecte zum Vorschein kämen; daſs auch Sauerstoff und Stickstoff keine Wirkung gäben, daſs aber Wasserstoff und Stickstoff einen Volta'schen Strom hervorbrächten, welchen ich von der Verbindung des Wasserstoffſs mit dem Sauerstoff der in der Lösung befindlichen atmosphärischen Luft ableitete. Diese Ansicht wird durch den gegenwärtigen Aufſatz fernerweitig bestätigt werden.

Den von dieser Batterie erzeugten Strom erklärte ich aus einer gleichen, aber der Art noch entgegengesetzten chemischen Synthesis, die in den abwechselnden Röhren an den Berührungspunkten des Gases, der Flüssigkeit und des Platins stattfinde, wobei der pulverförmige Platinüberzug [1]) den Nutzen habe, daſs er die Anzahl

1) Wegen der Darstellung dieses siehe Smee's Aufſatz im *Phil. Mag.* 1840, April. (Ann. Bd. 61, S. 593, Anmerkung.)

dieser Berührungspunkte vergröſsere, indem er durch Capillarattraction die Flüssigkeit an den Platinplatten heraufzieht.

Der Punkt, der mir damals am wichtigsten vorkam, war das in der fünften Wirkung gegebene schöne Beispiel einer Correlation von Naturkräften, wo Gase durch ihre Vereinigung und Flüssigwerdung eine Kraft übertragen, die fähig ist eine ähnliche Flüssigkeit zu zersetzen und deren Bestandtheile in Gas zu verwandeln. Wärme, chemische Action und Elektricität befinden sich hier in Durchdringung und gegenseitiger Abhängigkeit.

Der zu obigen Versuchen angewandte Apparat ward aus einigen gerade in meinem Laboratorium vorräthigen Röhren zusammengesetzt, und eignete sich nicht zu einer genauen Messung der absorbirten Gasvolume oder zum Beweise, daſs Faraday's Gesetz der festen Elektrolyse bei der Gasbatterie keine Ausnahme erleide. Seit der Abfassung jenes Aufsatzes habe ich, nach einigen fehlgeschlagenen Versuchen, Apparate construirt, durch welches ich im Stande war, dieses Gesetz zu bestätigen, und meine Untersuchungen auf die Natur der Volta'schen Gaswirkung auszudehnen. Ich fühlte mich um so mehr berufen, meine Versuche über diesen Gegenstand zu vervielfältigen, als von einem Elektrochemiker, vor dessen Meinung ich viele Achtung hege, ein Brief über die Gasbatterie veröffentlicht worden, worin die Wirkung derselben einer ganz anderen Ursache zugeschrieben wird, als ich angegeben habe.

Bald nach dem Erscheinen meines ersten Aufsatzes erhielt ich einen Brief von Hrn. Schönbein, der seitdem der Hauptsache nach gedruckt worden ist [1]). Schönbein spricht daselbst die Meinung aus, daſs in der Gasbatterie der Sauerstoff nicht unmittelbar zur Erzeugung des Stromes beitrage, sondern daſs dieser durch Verbindung des Wasserstoffs mit Wasser hervorgebracht werde.

1) *Phil. Mag.* 1843, März, *p.* 165. (Ann. Bd. 58, S. 361.)

Kürzlich habe ich von andern Physikern eine ähnliche Meinung äuſsern gehört, allein ich kann ihr nicht beipflichten, muſs vielmehr auf der in meinem ersten Aufsatz ausgesprochenen beharren. Die Gründe dazu wird man auf den folgenden Blättern finden.

Was die Apparate betrifft, so werde ich drei Formen der Gasbatterie beschreiben, mit deren beiden ersten ich alle meine Versuche angestellt habe; die letzte fiel mir erst während des Schreibens dieser Abhandlung bei. Bis jetzt habe ich noch nicht Gelegenheit gehabt, sie zu prüfen [1]), allein sie scheint mir von allen die beste zu seyn, obwohl ohne Zweifel bald vorzüglichere werden erfunden werden.

Fig. 3, Taf. III, stellt eine dieser Formen vor; *abcd* ist eine weitmündige Glasflasche, worin ein hölzerner Stöpsel *ab* mittelst angesetzter Korkstücke dicht schlieſst. Dieser Stöpsel hat zwei Löcher zur Aufnahme der fest darin eingekitteten Röhren *o* und *h*, deren Weite eine solche ist, daſs *h* doppelt so viel faſst als *o*. Fig. 4 zeigt den hölzernen Deckel im Grundriſs; das Stück *f* kann nach Belieben abgenommen werden, um eine Röhre zur Ladung des Apparats mit Gas hineinzuführen; *pr*, *p'r'* sind wohlplatinirte Platinstreifen, etwas gekrümmt wie eine Käseschaufel (*cheese scoop*), um sie mitten in der Röhre aufrecht hinzustellen, und genietet oder geschweiſst an dicke Platindrähte, die hermetisch in das Glas eingeschmolzen sind und bei *g*, *g* in messingenen Quecksilbernäpfen enden. Das Laden dieser Batterie geschieht, indem man sie zunächst umkehrt, so daſs sich die Röhren mit der Flüssigkeit füllen; nach Wiederaufrichtung führt man die Gase aus einer Blase mittelst einer gekrümmten Röhre in die Röhren. Fig. 3 stellt den Apparat als geladen und zum Gebrauche fertig dar, und Fig. 5 zeigt eine Batterie von fünf so geladenen Zellen.

Der Vorzug dieser Form vor der, welche ich sogleich

1) Siehe die Nachschrift.

beschreiben werde, besteht in der Leichtigkeit, mit welcher die Röhren mit Flüssigkeit gefüllt werden, ohne daſs man nöthig hat, die Elektrolyten mit den Fingern zu berühren. Andrerseits hat sie den Nachtheil, daſs es schwer hält, die Gase nach dem Versuch zu untersuchen, ja daſs dieſs während der Versuche ohne Aenderung des Elektrolyten unmöglich ist, da man, um die Gase zu untersuchen, den ganzen Apparat in einem Wassertrog umkehren, und, während die Flasche nebst den Enden der Röhren unter Wasser sind, den Deckel mit seinen Röhren abnehmen muſs.

Fig. 6, Taf. III, stellt eine Zelle der zweiten Form dar; *b*, *c*, *d*, *e* ist ein gläserner oder irdener Kasten, wie man gewöhnlich zu den äuſseren Zellen der Salpetersäure-Batterie anwendet. Die Röhren sind in Holzstücke *ab*, *ac* eingekittet, und können einzeln mit ihrem Holze abgenommen werden, wie Fig. 7 zeigt. An der Oeffnung *aa* ist gerade so viel Raum, um einen Finger hineinzustecken, damit die Mündung der einen oder anderen Röhre zu verschlieſsen, und sie aus dem Apparat zu heben. In dieser Figur ist das Platinblech, statt an einem in das Glas eingeschmolzenen Draht befestigt zu seyn, um den Rand der Röhre zurückgebogen, und die Verbindung geschieht, statt des Quecksilbernapfs, durch eine Schraube. Dieser Theil der Vorrichtung kann indeſs mit dem des anderen Apparats vertauscht, oder nach Belieben verändert werden. Diesen Apparat habe ich in Praxis weit bequemer gefunden, als den ersten, da es leicht ist, jede der Röhren heraus zu nehmen, sie mit Gas zu füllen, das Niveau des Wassers erforderlichenfalls zu ändern, das Gas in den Röhren zu untersuchen oder zu vertauschen. Andrerseits hat er den Nachtheil, zur Eintauchung der Röhren in den Elektrolyten einen Finger zu erfordern, was, wenn der Elektrolyt einen strengen Charakter hat, unangenehm und selbst schädlich seyn kann. Fig. 8 zeigt eine Batterie von fünf solchen Zellen, ge-

laden mit Sauerstoff und Wasserstoff, und verbunden mit einem Voltameter (Fig. 9), dessen Röhren von gleicher Gröſse sind wie die der Batterie.

Bei der zuletzt beschriebenen Form (Fig. 6 und 8, Taf. III) waren alle Röhren nahezu von gleicher Form, wie ich sie mir verschaffen konnte; jede faſste etwa 1,5 Kubikzoll. Bei der ersten Form (Fig. 3 und 5) faſste das Stück *or* der engeren Röhre 1,25 Kubikzoll, und das Stück *hr'* der weiteren Röhre 2,5 Kubikzoll. Ein Theil des Apparats, mit dem ich arbeitete, war von mir für das *London Institution* angeschafft worden; ein anderer gehörte Hrn. Gassiot, der ihn gütigst zu meiner Verfügung stellte. Hätte ich diese werthvolle Hülfe nicht gehabt, so wäre ich genöthigt gewesen, alle meine Versuche in einem viel kleineren Maaſsstabe anzustellen; sie würden mehr Zeit gekostet haben und dennoch lange nicht so genügend ausgefallen seyn.

Wie schon gesagt, fiel mir während der Abfassung dieses Aufsatzes eine dritte Form ein, welche ich in manchen Beziehungen für vortheilhafter halte als jede der beiden vorhergehenden. Da einige Zeit verstreichen kann, ehe ich selbst mit ihr zu experimentiren vermag, so will ich sie zum Nutzen Derer, die in anderer Lage sind, hier beschreiben. Fig. 10, Taf. III, zeigt eine Zelle derselben; *aa* ist eine dreihalsige Woulfe'sche Flasche. Der mittlere Hals ist durch einen Glasstöpsel *b* verschlossen, in den anderen stecken zwei Glasröhren *o* und *h*, die mittelst angeschmolzener und auswärts abgeschliffener Glaskragen (*cc*, Fig. 11) genau schlieſsen. Das Platin ist oben hermetisch in die Röhren eingeschmolzen, und letztere können in ähnlicher Weise wie Fig. 3 geladen werden. Taucht man diesen Apparat in einen Wassertrog, so kann man jede Röhre ablösen und ihren Gasinhalt gesondert untersuchen; allein sein Hauptvortheil ist, daſs man ihn, durch schwaches Einfetten des Stöpsels und der Kragen, vollkommen luftdicht machen kann, was aus

Gründen, die weiterhin einleuchten werden, sehr wesentlich ist. Da überdieſs der Apparat gänzlich aus Glas und Platin besteht, so können, ohne Nachtheil für denselben und ohne fremdartige Stoffe einzuführen, concentrirte Säuren, alkalische oder andere ätzende Lösungen als Elektrolyte angewandt werden.

Bei den sogleich zu beschreibenden Versuchen wurden die Resultate gewöhnlich durch chemische Action ermittelt, durch Elektrolyse entweder von Jodkalium oder von Wasser. Ich hatte ein sehr empfindliches astatisches Galvanometer zu meiner Verfügung, fand dasselbe aber durch locale Actionen so gestört, daſs in jedem Fall eine Reihe von Probeversuchen nöthig war, um die wahre Action der Batterie von den zufälligen Strömen zu sondern. Ungeachtet aller darauf verwandten Mühe waren die Resultate weniger scharf und zuverlässig, als die mit dem Jodid erhaltenen.

Ich muſs hier auch sagen, daſs während die in meinem ersten Aufsatz beschriebene Batterie, bei Ladung mit Sauerstoff, Wasserstoff und verdünnter Schwefelsäure, das Wasser nicht eher merklich zersetzte, als wenn sie aus 26 Zellen bestand, die neue, wegen ihrer besseren Gröſse und Einrichtung, bei derselben Ladung, schon mit 4 Zellen diese Zersetzung hervorbrachte, und eine einzige Zelle schon das Jodkalium zerlegte.

Versuch 1. — Zehn Zellen, geladen bis zu einem gewissen Zeichen auf der Röhre mit verdünnter Schwefelsäure von 1,2 spec. Gew., Sauerstoff und Wasserstoff, wurden mit einem eingeschalteten Voltameter [1]) zur Bat-

1) Diese Versuche wurden mit der Batterie Fig. 5, Taf. III, angestellt, allein um die Volume der Gase deutlicher zu zeigen ist die zweite Form in Fig. 8 und 9 abgebildet. Das hiebei angewandte Voltameter hat Elektroden von feinem Platindraht, ein Viertelzoll lang. Vermöge der Natur der Gasbatterie ist es schwer, die wirksame Fläche der Platten anzugeben. Bei gewöhnlichen Batterien habe ich gefunden und vor einiger Zeit angegeben, daſs zu quantitativen Effecten

terie geschlossen, wie in Fig. 8 und 9, Taf. III, und 36 Stunden stehen gelassen. Am Ende dieser Zeit waren 2,1 Kubikzoll Knallgas im Voltameter entwickelt. In jeder der Wasserstoff-Röhren der Batterie war die Flüssigkeit um 1,5 Kubikzoll gestiegen, in den Sauerstoff-Röhren um 0,7 Kubikzoll, zusammen also um 2,2 Kubikzoll. Es war also in den Batterie-Röhren 0,1 Kubikzoll Wasserstoff mehr verschwunden, als im Voltameter entwickelt worden.

Dieser Versuch wurde mehrmals im Allgemeinen mit demselben Erfolg wiederholt. In nachstehender Tafel gebe ich einige derselben.

In der Batterie absorbirt		Im Voltameter entwickelt		Zeit.	Zahl der
Sauerstoff.	Wasserstoff.	Sauerstoff.	Wasserstoff.	Stunden.	Zellen.
0,7 Kbzll.	1,4 Kbzll.	0,7 Kbzll.	1,4 Kbzll.		
0,5	1,2	0,5	1,1		
0,6	1,4	0,6	1,3	36	10
0,6	1,3	0,5	1,2		
0,6	1,4	0,6	1,3		
		Mittel			
0,6	1,34	0,58	1,26		

Allgemein läſst sich bei diesen Versuchen bemerken, daſs der im Voltameter entwickelte Wasserstoff etwas mehr als das doppelte Volum des Sauerstoffs beträgt, und daſs auſserdem noch eine Quantität Wasserstoff in der Batterie verschwunden ist. Was den Ueberschuſs des Wasserstoffs im Voltameter betrifft, so ist er, wie alle Galvaniker wissen, immer bei der Elektrolyse des Wassers zu beobachten, und wird von Faraday der leichteren Löslichkeit des Sauerstoffs und dessen Streben zur Bildung von oxydirtem Wasser zugeschrieben [1]). Allein bei den obigen Versuchen haben wir in der Batterie ei-

die Elektroden von gleicher Gröſse mit den Platten der Batterie seyn müssen. (Es schadet aber auch nicht, wenn sie gröſser sind. *P.*)

1) Experimental-Untersuchungen, §§. 716 und 717. (Annal. Bd. 33, S. 321.)

nen noch gröſseren Ueberschuſs an absorbirtem Wasserstoff. Dieſs Resultat hatte ich aus früheren Versuchen erwartet. Bei einem derselben erhielt ich mit Röhren, die abwechselnd mit Wasserstoff und Wasser geladen waren, eine Volta'sche Action, und ich schrieb dieselbe der Vereinigung des Wasserstoffs mit dem Sauerstoff der gelösten atmosphärischen Luft zu [1]). Angenommen für den Moment, diese Erklärung sey richtig, so haben wir in einer mit Sauerstoff und Wasserstoff geladenen Gasbatterie nach der Schlieſsung drei besondere Volta'sche Actionen: Erstens als hauptsächlichste die Action der Gase in den Röhren auf einander durch das Mittel des Elektrolyten, d. h. eine Wirkung, bei welcher die den Gasen ausgesetzten Theile *pq*, *p'q'* (Fig. 6) des Platins die wirksamen Platten sind. Zweitens eine Action zwischen dem Wasserstoff bei *p'q'* und der gelösten Luft in der Nähe des eingetauchten Theils der Platte *pr*; sie würde den allgemeinen Strom unterstützen, aber den Wasserstoff auſser Verhältniſs vermindern. Drittens eine locale Action zwischen dem Wasserstoff bei *p'q'* und der Luft in der Lösung rings um den Theil *q'r'*; diese würde nichts zu dem allgemeinen Strom beitragen, aber ebenfalls den Wasserstoff verringern. Da die letztere ganz unabhängig ist von der allgemeinen Wirkung, so konnte sie dadurch bestimmt werden, daſs eine einzelne, ähnlich wie die Batterie geladene Zelle ungeschlossen wie Fig. 3, Taf. III, hingestellt wurde; in einer solchen Zelle fanden sich innerhalb 24 Stunden etwas mehr als 0,1 Kubikzoll Wasserstoff absorbirt.

In einigen Fällen war die Flüssigkeit in den verschiedenen Wasserstoff-Röhren der Batterie zu ungleicher Höhe gestiegen, besonders bei der Batterie Fig. 6, Taf. III. Erst vor einiger Zeit entdeckte ich die Ursache hievon. Ich will nicht alle meine Muthmaſsungen aufzählen, sondern nur die anführen, welche sich als richtig bewies.

1) *Phil. Mag. Dec.* 1842, *Exp.* 11. (Ann. Bd. 58, S. 204.)

Da der Hauptunterschied bei dem Gebrauch der beiden Batterien (Fig. 3 und 6) in der Einführung des Fingers besteht, so kam ich auf den Gedanken, die Hände meines Gehülfen, der mit verschiedenen Manipulationen beschäftigt war, möchten beim Einsetzen der Röhren in die Zellen (Fig. 6) geringe Antheile fremder Stoffe, besonders Metalle, in den Elektrolyten bringen, und somit eine locale Action veranlassen. Diese Ansicht bestärkte sich mir, als ich häufig Kupfer auf einige der eingetauchten Theile des Platins abgelagert fand, und wo dieſs geschehen war, zeigte sich in der Regel ein Ueberschuſs an absorbirtem Wasserstoff. Um die Richtigkeit dieser Ansicht zu prüfen, unternahm ich den

Versuch 2. — Vier Zellen, geladen mit einer Lösung von Kupfervitriol, wurden zur Batterie geschlossen. Nach 24 Stunden war die Flüssigkeit in den Sauerstoff- und Wasserstoff-Röhren dreier Paare zu gleicher Höhe aufgestiegen, allein bei dem vierten Paare hatte sich die Flüssigkeit in der Wasserstoff-Röhre mehr als doppelt so hoch als in einer der andern erhoben, und zugleich war das Platin in dieser Röhre vom Wasserspiegel abwärts ganz mit metallischem Kupfer bekleidet. Offenbar hatte eine schwache Fällung auf dieses Platin begonnen, aus irgend einem örtlichen Umstand, der in dieser Zelle einen geringeren Widerstand als in den übrigen bewirkte, es hatte sich ein örtlicher Strom eingestellt, Wasserstoff und Kupfer hatten als Volta'sche Kette gewirkt, und frisches Kupfer war beständig auf Kosten des Wasserstoffs desoxydirt. Die Erscheinung ist vollkommen derjenigen analog, welche man bei der gewöhnlichen Kupfervitriol-Batterie beobachtet, wenn sich etwas Kupfer auf das Zink ablagert; es stellt sich dann ein örtlicher Strom ein, welcher das Zink zerfriſst, ohne etwas zu dem allgemeinen Strom beizutragen (vielmehr diesen schwächt, *P.*).

Ich bin hier so umständlich gewesen, um die Punkte in der Wirkung dieser Batterie zu erklären, welche von

dem Gesetz der festen Elektrolyse oder hier vielmehr Elektrosynthese, Ausnahmen zu machen scheinen. Im Allgemeinen war die aequivalente Wirkung der Batterie sehr schön. Bei 50 Zellen in Thätigkeit zeigte sich in dem Steigen der Flüssigkeit in allen Zellen nur ein unbedeutender Unterschied, und das Steigen des Gases in dem Voltameter schien so direct proportional zu seyn, daſs ein mit der Volta'schen Batterie nicht vertrauter Beobachter gesagt haben würde, die Gase aus den äuſseren Zellen der Batterie würden durch die Drähte in das Voltameter geführt; und wäre dieſs die zuerst erfundene Volta'sche Batterie gewesen, würde wahrscheinlich die Theorie ihrer Wirkung so gelautet haben.

In meinem ersten Aufsatz betrachtete ich als Punkte der Volta'schen Action diejenigen, wo sich Flüssigkeit, Gas und Platin berühren, und eben um die Zahl dieser Punkte zu vermehren, wandte ich platinirtes oder schwammförmiges Platin an. In der That muſs ich auch aus dem, was ich seither beobachtet habe, stark bezweifeln, ob ich irgend einen Erfolg gehabt haben würde, wenn ich glattes Platin angewandt hätte. Die beim letzten Versuch erwähnte örtliche Wirkung machte mich jedoch begierig zu ermitteln, ob die hauptsächlichsten Wirkungspunkte in der That die seyen, welche ich anfänglich dafür gehalten, oder ob die Gase erst gelöst, und dann elektrosynthetisch mit dem eingetauchten Theil des Platins verbunden würden, ob z. B. die wirksamen Theile der Platten die Theile pq und $p'q'$ (Fig. 6) oder qr und $q'r'$ seyen. Zu dem Ende stellte ich folgenden Versuch an:

Versuch 3. — Ich construirte eine Batterie von fünf Zellen, in welchen das Platin nur bis zur halben Höhe der Röhre hinaufreichte (Fig. 12, Taf. III), und lud sie so weit mit Sauerstoff und Wasserstoff, daſs die Flüssigkeit eben die Enden des Platins bedeckte. In diesem Fall haben wir nur die eingetauchten Theile qr, $q'r'$ des Platins, und können die Wirkung der Gase untersuchen,

welche gelöst sind und vor ihrer Lösung nicht vom Platin afficirt werden. Die so geladene Batterie gab eine sehr unbedeutende Wirkung; sie zersetzte Jodkalium nicht, wirkte indeſs noch auf ein sehr empfindliches Galvanometer. Als aber etwas Gas hinzugesetzt wurde, so daſs das Platin in die Gasatmosphäre hineinreichte, wurde ein bedeutender Strom entwickelt, so daſs ein einzelnes Paar das Jodid zersetzte.

Als ferner die Batterie Fig. 12 so geladen wurde, daſs der Wasserspiegel unter dem oberen Rand des Platins lag, und man nun die Enden zur Kette schloſs, stieg in beiden Röhren die Flüssigkeit, bis sie in der Wasserstoff-Röhre den Gipfel des Platins erreicht hatte, und nun hörte das Steigen auf. Dieser Versuch entscheidet die Frage in Betreff, was als wirkender Theil der Batterie zu betrachten ist, aber er entscheidet nicht positiv, ob Lösung und Elektrolyse gleichzeitig oder successive geschehen, da man sagen kann, selbst die von mir als entblöſst betrachteten Theile des Platins seyen mit einer Flüssigkeitsschicht bedeckt gewesen. Für jetzt nehme ich Anstand hierüber eine entscheidende Meinung auszusprechen; mein erster Gedanke war, daſs es hier gleichsam drei Reihen von Contactpunkten gäbe, allein ich habe keinen Versuch ersinnen können, um dieſs entschieden nachzuweisen [1]).

Ich suchte nun die Analogie dieser Batterie mit der gewöhnlichen Volta'schen fernerweitig festzustellen, d. h. in wieweit die Wasserstoff-Röhre als analog der Platte von Zink oder einem anderen oxydirbaren Metall an der Anode zu betrachten sey. Dieſs zeigte sich schön aus

Versuch 4. — Hiebei war ein Paar mit Sauerstoff und Wasserstoff geladen, und ein zweites in der einen

1) Wenn ein Gemeng von Sauerstoff- und Wasserstoffgas in Einer Röhre der Gasbatterie über destillirtem Wasser aufgefangen wurde, habe ich zuweilen bemerkt, daſs die Gase auf Zusatz von etwas Schwefelsäure rasch verschwanden.

Röhre mit Wasserstoff und in der andern bloſs mit verdünnter Schwefelsäure. Als ich, wie in Fig. 13, den Wasserstoff der zweiten mit dem Sauerstoff der ersten, und die Flüssigkeit der zweiten mit dem Wasserstoff der ersten metallisch verband, stiegen vom Platin Gasblasen auf, die sich, wie ich vermuthet hatte, als Wasserstoff ergaben. Kurz, während bei eingetauchten Platin-Elektroden vier Paare zur Wasserzersetzung erforderlich waren, so war hier, da sich das Platin in der Wasserstoff-Atmosphäre wie eine oxydirbare Anode verhielt, ein einziges Paar hinreichend das Wasser zu zersetzen, gerade wie ein einziges Paar einer gewöhnlichen Batterie das Wasser mit einer Anode von Kupfer zersetzt.

Da mich die Salpetersäure-Batterie, die ich zuerst i. J. 1839 beschrieb, den Werth der stark oxydirten Säuren und der Hyperoxyde als Volta'sche Erreger kennen lehrte [1]), so beschloſs ich die Analogie der Gasbatterie mit den gewöhnlichen Volta'schen Batterien weiter zu treiben und Salpetersäure als Elektrolyt in der ersten anzuwenden.

Versuch 5. — Deshalb lud ich in einer Batterie die Röhren abwechselnd mit Wasserstoff und Salpetersäure, die nur so weit verdünnt war, um die hölzernen Theile des Apparats gegen ihre Angriffe zu schützen. Bei dieser Anordnung fanden sich drei Zellen als hinreichend zur Wasserzersetzung; die Analogie hielt hier also Stich, indem das Wasserstoffgas die Salpetersäure eben so zersetzte, als es der freiwerdende Wasserstoff in den Metallbatterien thut.

Ich suchte nun die Wirkungen umzukehren, d. h. eine Batterie zu bilden, in welcher Sauerstoff das gasige Element wäre, und von einem Elektrolyt, der Verwandtschaft zu ihm besitzt, absorbirt würde.

Versuch 6. — Zu dem Ende lud ich in einer Bat-

1) *Phil. Mag.* Mai und October 1839, *p.* 389 und 290. (Annalen Bd. 48, S. 300.)

terie von zehn Zellen die eine Reihe der Röhren mit Sauerstoff und die anderen mit einer Lösung von Eisenvitriol. Diese Batterie zersetzte Jodkalium, vermochte aber nicht Wasser zu zerlegen. Die Röhren, welche die Vitriollösung enthielten, repräsentirten die Wasserstoff-Röhren der gewöhnlichen Gasbatterie. Die vom Wasserstoff und Eisenoxydul bewirkte Volta'sche Action war indeſs nur temporär [1]). Nach wenigen Stunden erlosch sie, kein Jodid ward mehr zersetzt, und die Flüssigkeit stieg nicht mehr wahrnehmbar in den Sauerstoff-Röhren. Bei Prüfung der Lösung mit Kaliumeisencyanid entstand ein blauer Niederschlag, zum Beweise des Daseyns von Eisenoxyd, allein der gröſsere Theil dieses letzteren war wahrscheinlich auf Kosten der atmosphärischen Luft gebildet.

Bei dem letzten und bei anderen Versuchen hatte ich beobachtet, daſs eine entschiedenere Wirkung erhalten wurde, wenn freier Wasserstoff allein zugegen war, als wenn freier Sauerstoff allein sich anwesend befand. In meinem früheren Aufsatz schrieb ich dieſs der in der Lösung vorhandenen atmosphärischen Luft zu, und dieselbe Erklärung nahm ich zu Anfange dieser Abhandlung an, allein ein neulicher Brief vom Dr. Schönbein veranlaſste mich diesen Punkt näher zu erforschen.

Versuch 7. — Deshalb lud ich zwei Batterien, jede von zwei Zellen, in den abwechselnden Röhren mit Wasserstoff und verdünnter Schwefelsäure. Bei Prüfung mit Jodkalium gab jede Batterie bedeutende Wirkungen. Nun setzte ich eine dieser Batterie, sammt einem Napf mit Phosphor, in eine Schale mit Wasser, zündete den Phosphor an und stülpte ein groſses Glasgefäſs über das Ganze. Die Enddrähte der Batterie, durch dicke Ueberzüge von Kitt sorgfältig geschützt, gingen unter dem Rand dieses

1) Im Versuch 26 wird man sehen, daſs von Sauerstoff und einer Flüssigkeit (Ammoniak) ein *continuirlicher* Strom erhalten wird; der Sauerstoff giebt auch einen Strom mit einer Lösung von Cyan und wahrscheinlich mit manchen organischen Verbindungen.

Gefäſses durch das Wasser, dessen äuſsere Oberfläche mit Oel bedeckt war, um noch besser die Absorption der Luft zu verhüten. Dann wurden die Enddrähte mit einander verknüpft. Nach zwei Stunden, als der Sauerstoff der umgebenden Luft durch den Phosphor absorbirt worden war, wurde die Wirkung schwächer, hielt aber den ganzen Abend hindurch an. Am anderen Morgen jedoch gab die eingeschlossene Batterie nicht mehr die geringste Wirkung auf das Jodid; die Flüssigkeit war in den Wasserstoff-Röhren etwa 0,2 Kubikzoll gestiegen, sonst war kein Effect sichtbar.

Andrerseits gab eine danebenstehende Batterie, die in ähnlicher Weise geladen und sonst in jeder Hinsicht der ersteren ähnlich war, nur daſs sie der atmosphärischen Luft ausgesetzt blieb, eine sehr entschiedene Wirkung; an einem der Platinstreifen hatte sich gegen 0,3 Kubikzoll Wasserstoff entwickelt und Jodkalium war merklich zersetzt. In diesem Zustand wurden die beiden Batterien noch drei Tage lang stehen gelassen. Die Zersetzung und die Wasserstoffentwicklung hatten in der entblöſsten Batterie ihren Fortgang genommen, aber die eingeschlossene zeigte nichts von alledem, obwohl die Flüssigkeit in den Wasserstoff-Röhren etwas stärker, nämlich 0,1 Kubikzoll, gestiegen war. Nach diesen vier Tagen wurde die mit Stickgas erfüllte Glocke, welche die Batterie bedeckte, fortgenommen, und die Wirksamkeit der Batterie durch Jodkalium geprüft. Anfänglich zeigte sich keine Wirkung, allein nach 15 Minuten war schon eine schwache wahrnehmbar, die allmälig zunahm und nach zwei Stunden derjenigen gleich war, welche die Batterie gab, als sie zuerst der Luft ausgesetzt ward.

Diesen Versuch kann ich nicht anders als eine entschiedene Widerlegung der Ansicht betrachten, welche Wasserstoff und Wasser für die wirksamen Bestandtheile der Gasbatterie hält. Die Ansicht scheint mir daraus entsprungen zu seyn, daſs wir immer in einer sauerstoffhal-

tigen Atmosphäre arbeiten, und auch daraus, daſs das Sauerstoffgas löslicher ist als das Wasserstoffgas [1]). Lebten wir in einer Atmosphäre von Wasserstoff, und wäre dieſs Gas eben so löslich als der Sauerstoff, so würden zweifelsohne die umgekehrten Erscheinungen beobachtet werden. Eine Batterie, geladen mit Wasserstoff in den einen Röhren und mit gesäuertem Wasser in den andern, kommt anfangs an Wirkung nahe der Sauer-Wasserstoff-Batterie gleich, aber diese Wirkung nimmt rasch ab, während sie in der letzteren beständig ist. Selbst die gewöhnliche Wirkung der Gasbatterie, wenn sie mit Sauerstoff und Wasserstoff geladen ist, scheint mir hinsichtlich des eben erörterten Punkts unwiderleglich. Sieht man bei einer geschlossenen Batterie die Flüssigkeit in den Sauerstoff-Röhren genau in dem Verhältniſs steigen, als Sauerstoffgas im Voltameter entwickelt wird, und sieht man andrerseits in einer ähnlichen Batterie, die eben so geladen, aber ungeschlossen ist, nicht das geringste Steigen in einer der Röhren eintreten, so scheint es, als könne man unmöglich den Schluſs ziehen, daſs der Sauerstoff nichts mit dem Strom zu thun habe. Wir haben hier keine schwachen galvanoskopischen Wirkungen, sondern chemische Wirkungen, die einer genauen Messung fähig sind, deren Ausdehnung nur durch die Gröſse der Apparate beschränkt wird, und die den im Voltameter beobachtbaren Wirkungen aequivalent sind. Wenn andrerseits nur Wasserstoff und Wasser die activen Elemente wären, was würde aus dem Wasserstoff? Verbände er sich mit dem Wasser, so würden wir hiedurch ohne Zweifel im Stande seyn, ein Wasserstoffsuboxyd darzustellen [2]), von

1) Die Tendenz des Sauerstoffs sich mit Platin zu verbinden mag auch von Einfluſs seyn. Siehe De la Rive's verschiedene Versuche über diesen Gegenstand (Ann. Bd. 54, S. 378.).

2) Aus einem neueren Aufsatz des Dr. Schönbein (*Archiv. de l'électricit. No.* 7, *p.* 73. — Ann. Bd. 58, S. 365.) ersehe ich, daſs er glaubt, es sey der Fall.

von dessen Bildung ich aber in der langen Reihe meiner über diesen Gegenstand angestellten Versuche nicht die geringste Anzeige wahrgenommen habe. Selbst wenn wir annehmen, die Wirkung des Sauerstoffs sey eine depolarisirende, wie es Dr. Schönbein glaubt, so läuft dieſs auf eins hinaus, denn diese Depolarisation kann nur erklärt werden als vollzogen durch eine Verbindung des Sauerstoffs mit dem Wasserstoff, und wir könnten umgekehrt annehmen, diese Vereinigung des Sauerstoffs mit dem Wasserstoff sey die Ursache des Stromes, und die Depolarisation geschehe in den Wasserstoff-Röhren. Es scheint mir, daſs die Wirkungen an der Anode und Kathode in gegenseitiger Abhängigkeit stehen. Die Sache scheint mir so klar, daſs ich nicht in das Detail eingegangen seyn würde, hätte Dr. Schönbein nicht den erwähnten Brief veröffentlicht, und wäre die Ueberlegenheit des Wasserstoffs nicht schon beim ersten Blick so sehr auffallend.

Nachdem ich die Ursache der Wirkung der Gasbatterie bestätigt hatte, suchte ich sie auf andere Gase anzuwenden, und lieſs daher Apparate von zehn Zellen mit solchen Gasen laden, die unlöslich genug waren, um eine für die Untersuchung hinlängliche Zeit in den Röhren zu verbleiben. Neben der Batterie von 10 Zellen war bei allen folgenden Versuchen auch eine einzelne Zelle mit denselben Gasen und demselben Elektrolyt geladen, aber ungeschlossen aufgestellt. Somit konnten denn, nachdem die Batterie einige Zeit geschlossen worden, durch den Vergleich der darin stattgehabten Veränderungen mit denen in der einzelnen und ungeschlossenen Zelle, die durch Lösung, locale Ströme oder andere Ursachen hervorgebrachten Wirkungen von denen der circulirenden Volta'schen Thätigkeit abgezogen werden.

Die folgenden Versuche gebe ich in der Ordnung, in welcher sie angestellt sind, begleitet von den nöthigen Erläuterungen. Wenn es nicht eigends anders erwähnt

wird, bestand der Elektrolyt aus verdünnter Schwefelsäure von 1,2 spec. Gew.

Versuch 8. — Eine Batterie, geladen mit *Sauerstoff* und *Stickstoffoxydul*, brachte keine Wirkung auf Jodkalium hervor. Bei Untersuchung am anderen Tage zeigte sich in den Sauerstoff-Röhren nichts gestiegen, dagegen hatte in den Stickstoffoxydul-Röhren, sowohl der Batterie als der ungeschlossenen Kette, ein Steigen von durchschnittlich 0,3 Kubikzoll stattgefunden.

Versuch 9. — *Sauerstoff* und *Stickstoffoxyd* gaben eine geringe Wirkung auf Jodkalium, die jedoch einige Minuten nach der Schlieſsung aufhörte. Nach 24stündiger Schlieſsung der Batterie war die Flüssigkeit in den Sauerstoff Röhren um nichts gestiegen; in den Stickstoffoxyd-Röhren hatte sich dagegen die Flüssigkeit durchschnittlich um 0,2 Kubikzoll gehoben. In der ungeschlossenen Kette war ein Steigen von gleichem Betrage eingetreten, und zuletzt geschlossen, gab sie nicht die leiseste Volta'sche Wirkung.

Versuch 10. — *Sauerstoff* und *ölbildendes Gas* zersetzten Jodkalium, aber etwas schwach. Noch nach 24stündiger Schlieſsung zeigte sich eine Zersetzung, jedoch eine äuſserst schwache. Zwei der Zellen wurden noch 15 Tage lang in Schlieſsung erhalten, während eine dritte ungeschlossen daneben stand. Nach Verlauf dieser Zeit betrug das Steigen der Flüssigkeit in den

	der geschloss. Batterie.	der ungeschloss. Zelle.
Röhren mit Sauerstoff . . .	0,05 Kbz.	0,02 Kbz.
do. mit ölbildendem Gas	0,4 -	0,3 -

also anscheinend das Steigen vermöge Volta'scher Action

in den Röhren mit Sauerstoff	0,03 Kbz.
in denen mit ölbildendem Gas . . .	0,1 -

Diese Gröſsen sind zu klein, als daſs daraus irgend ein genügender Schluſs rücksichtlich der zur Elektrolyse beitragenden Aequivalente dieser Gase abgeleitet werden

könnte, um so mehr als das Steigen der Flüssigkeit nicht ganz gleichförmig geschah und die Wirkung der Lösung gröſser war als die der Elektrolyse. Ich kann aus diesem Versuch keinen anderen Schluſs ziehen, als daſs die angewandten Gase einen sehr schwachen Volta'schen Strom erregten. Der Rückstand des Sauerstoffs und des ölbildenden Gases war unverändert.

Versuch 11. — *Sauerstoff* und *Kohlenoxyd* gaben eine beträchtliche Wirkung auf Jodkalium und schwache Anzeigen von Wasserzersetzung, denn an den Elektroden des eingeschalteten Voltameters erschienen einige Blasen. Die Wirkung war anhaltend und nach Verlauf von 15 Tagen war der Zustand der Röhren in der Batterie und in zwei danebenstehenden ungeschlossenen Zellen folgender:

	Steigen der Flüssigkeit in der geschloss. Batterie.	Steigen der Flüssigkeit in der ungeschloss. Zelle.
Beim Sauerstoff . . .	0,12 Kbz.	0,02 Kbz.
- Kohlenoxyd . .	0,93 -	0,7 -

also anscheinend das Steigen vermöge Volta'scher Action

in den Röhren mit Sauerstoff	0,1 Kbz.
- - - - Kohlenoxyd . . .	0,23 -

Vor dem Laden der Batterie war das Kohlenoxyd sorgfältig durch Aetzkali von Kohlensäure befreit worden. Nach dem Versuch gab die Flüssigkeit einen geringen Niederschlag mit Kalkwasser, zum Beweise, daſs durch die Volta'sche Action Kohlensäure gebildet worden war. Das Steigen der Flüssigkeit in den verschiedenen Röhren war bei diesem Versuch gleichförmiger als bei dem vorhergehenden. Auch war die Wirkung entschiedener, und wenngleich gering, doch bestimmter. Denn wir haben das Verhältniſs 1 : 2,3, was, wenn wir die örtliche Wirkung des Sauerstoffs der gelösten Luft berücksichtigten, dem Verhältniſs 1 : 2, in welchem sich Sauerstoff und Kohlenoxyd verbinden, so nahe kommt, als man nur erwarten kann. Die Wirkung des Kohlenoxyds, obwohl

sehr schwach im Vergleich zu der des Wasserstoffs, ist doch viel bedeutender als die des ölbildenden Gases.

Versuch 13[1]). — *Sauerstoff* und *Chlor*. Anfangs sehr bedeutende Wirkung auf Jodkalium, die aber schon in der ersten Stunde abnahm und nach 24 Stunden ungemein schwach, kaum wahrnehmbar war. In den Chlor-Röhren war das Wasser ganz hinaufgestiegen, in den Sauerstoff-Röhren hatte es aber seinen Stand nicht geändert. Das Chlor war negativ gegen den Sauerstoff, oder anders gesagt, der Sauerstoff verhielt sich voltaisch zum Chlor, wie der Wasserstoff zum Sauerstoff. Da bei diesem Versuch der Wasserstand in den Sauerstoff-Röhren ungeändert blieb, so scheint es, als habe dieſs Gas wenig mit der Action zu schaffen.

Versuch 14. — Ladung der abwechselnden Röhren einer Batterie mit *Chlor* und *verdünnter Schwefelsäure*. Die Wirkung war eben so beträchtlich als im Versuch 13, und auch eben so vorübergehend. An den Platinstreifen der Sauerstoff-Röhren erschienen ein Paar Gasblasen, doch zur Untersuchung in nicht hinlänglicher Menge. Da das Chlor bekanntlich für sich das Wasser, unter Bildung von Chlorwasserstoffsäure und Entwicklung von Sauerstoff, schwach zersetzt, so rührte die beobachtete Volta'sche Wirkung ohne Zweifel aus dieser Ursache her. Bei den verschiedenen mit Chlor angestellten Versuchen war anscheinend kein Angriff des Platins zu bemerken. Es giebt indeſs ein so geringer chemischer Proceſs zu Volta'schen Wirkungen Anlaſs, daſs die scheinbare Abwesenheit eines Angriffs nichts Entscheidendes hat. Die Chemiker geben an, das Platin werde nicht vom Chlor als Gas angegriffen, sondern nur, wenn es sich im Entstehungszustand befinde. Es ist jedoch nicht erwiesen, daſs nicht in der Gasbatterie das Chlor im ersten Augenblick der Elektrosynthese hinsichtlich seiner chemischen Kräfte in einem analogen Zustande ist als dem sogenannten Ent-

1) Versuch 12 fehlt im Original. *P.*

stehungszustand, und daher können wir die Möglichkeit eines Angriffs auf das Platin nicht abläugnen. Dieser Umstand, verbunden mit seiner groſsen Löslichkeit und dem Vermögen der Wasserzersetzung, macht das Chlor zu einem ungenügenden Element für die Klasse der durch die Gasbatterie entwickelten Actionen.

Brom, Chlor und Jod sind rücksichtlich ihrer Volta'schen Relationen im aufgelösten Zustande (wie ich glaube von Hrn. Schönbein und Hrn. Becquerel) schon früher untersucht, aber nicht im Gaszustande, oder, um mich vorsichtiger auszudrücken, im Uebergangszustand vom Gasigen in das Flüssige. Deshalb stellte ich den folgenden Versuch an.

Versuch 15. — Die einen Röhren wurden mit *gasigem Chlor*, die anderen mit Lösungen von *Brom* oder *Jod* gefüllt. Gegen beide verhielt sich das Chlor negativ, d. h. wie Sauerstoff gegen Wasserstoff.

Nun versuchte ich *Wasserstoff* mit verschiedenen Gasen, allein da es zunächst sehr schwierig (ich fand ganz unmöglich) war, bei Versuchen in gröſserem Maaſsstabe die atmosphärische Luft vollkommen von der Lösung auszuschlieſsen [1]), so entstand jedesmal eine Volta'sche Action, und da mit einer Ausnahme (des Chlors) der Sauerstoff das kräftigste elektronegative Gas ist, so versteckte die Wirkung der atmosphärischen Luft eine jede, die etwa von einem andern Gase hervorgebracht wurde [2]). Deshalb werde ich diese Versuche nicht im Detail beibringen, sondern nur zwei anführen, die mir aus weiterhin anzugebenden Gründen interessant scheinen.

1) Gase kriechen vermöge einer Art Endosmose durch Wasser. Vor einiger Zeit hielt ich ein Gefäſs, welches durch eine Scheidewand aus porösem Thon in zwei Zellen getheilt war, zwei Monate über Wasser umgestülpt. Die Scheidewand war durch Capillaranziehung beständig naſs, an ihrer einen Seite befand sich Sauerstoff, an der andern Wasserstoff. Nach Ablauf jener Zeit war das Wasser bedeutend gestiegen, und das Gas an beiden Seiten lieſs sich verpuffen.

2) Siehe die Nachschrift.

Versuch 16. — *Chlor* und *Wasserstoff* geben, wie schon Hr. Schönbein vermuthete [1]), sehr kräftige Wirkungen. Zwei Zellen zersetzen schon das Wasser zwischen Platinplatten. Dieſs ist die kräftigste Gasbatterie [2]), aber, aus den beim Versuch 13 angegebenen Gründen, nicht die genügendste.

Versuch 17. — *Wasserstoff* und *Kohlenoxyd* wurden auf ihre Volta'schen Relationen untersucht. Der Wasserstoff war viel elektro-positiver als das Kohlenoxyd, oder vielmehr bildete mit dem Sauerstoff der gelösten Luft eine Verbindung, welche die entgegengesetzte Tendenz des Kohlenoxyds und der Luft überwältigte.

Versuch 18. — *Chlor* und *ölbildendes Gas* gaben eine sehr schwache Wirkung auf Jodkalium. Nach vier Stunden war bei der geschlossenen Batterie die Flüssigkeit in den das ölbildende Gas enthaltenden Röhren nicht höher gestiegen als bei einer ungeschlossenen Kette. Das Chlor war beinahe ganz von der Lösung absorbirt.

Versuch 19. — *Chlor* und *Kohlenoxyd* gaben sehr bedeutende Wirkungen. Zehn Zellen zersetzten Wasser. Wegen der ungemeinen Löslichkeit des ersteren Gases konnte aber das Aequivalentverhältniſs nicht ausgemittelt werden.

Nun fiel mir ein, daſs, da Sauerstoff und Wasserstoff durch Elektrolyse aus dem Wasser entwickelt wer-

1) *Phil. Magaz.* März 1843 (Ann. Bd. 62, S. 220.).

2) Das Chlor kann hinsichtlich seiner Volta'schen Relationen als das Gegenstück vom Zink angesehen werden; beide zersetzen das Wasser, allein das erstere entwickelt Sauerstoff, das letztere Wasserstoff. Eine Röhre der Gasbatterie, geladen mit Chlor und gesäuertem Wasser als Elektrolyt, bildet mit Zink als positivem Element eine Combination, von welcher ein einziges Paar schon Wasser zersetzt. Ich habe diese Combination practisch zu nutzen gesucht, indem ich die negativen Zellen einer Thonwandbatterie statt der Salpetersäure mit Salzsäure und Manganhyperoxyd lud, allein die Entwicklung von Chlor ist für quantitative Volta'sche Effecte unzureichend, obwohl die Intensität groſs ist.

den, und umgekehrt durch Elektrosynthese Wasser bilden, auch andere Gase, die durch Volta'sche Action aus gewissen Elektrolyten entwickelt werden, einen Strom geben möchten, wenn sie mit dem geeigneten Elektrolyten zu einer Batterie angeordnet würden, obwohl sie es vielleicht nicht thäten, wenn man sie mit einem anderen Elektrolyten combinirte.

Versuch 20. — Zu dem Ende wurden *Sauerstoff* und *Stickstoffoxyd* mit verdünnter *Salpetersäure* abwechselnd in die Röhren der Gasbatterie gebracht. Die Wirkungen waren indeſs genau so wie bei Versuch 8, d. h. sehr schwach auf einige Minuten, dann aufhörend, und ohne andauernden chemischen Proceſs.

Versuch 21. — Aus demselben Grunde wurden *Sauerstoff* und *Stickstoff* mit einer Lösung von *schwefelsaurem Ammoniak* versucht. Diese Combination gab anfangs eine schwache Wirkung auf Jodkalium, die aber bald aufhörte. Nach mehren Tagen war die Flüssigkeit in der geschlossenen Kette nicht stärker gestiegen als in der ungeschlossenen Kette; das Steigen war in beiden sehr unbedeutend (etwa 0,01 Kubikzoll) und hatte offenbar nichts mit der Volta'schen Action zu thun. Bei diesem wie bei jedem angestellten Versuch habe ich in den ersten Minuten eine unbedeutende Wirkung wahrgenommen. Ich würde dieselbe zufälligen Umständen zuschreiben, z. B. geringen Unreinheiten der Gase, geringen metallischen Niederschlägen auf die Platten u. s. w., hätte sie nicht immer die von der Theorie angezeigte Richtung gehabt. So zeigte im vorliegenden Versuch das Auftreten des Jods, daſs der Sauerstoff dieselbe Volta'sche Relation zum Stickstoff hat, wie zum Wasserstoff. Die temporäre Wirkung scheint mir daher analog derjenigen, welche von den continentalen Physikern Polarisation genannt wird, eine scheinbare Tendenz zur Action, d. h. eine Anordnung der Theilchen vor der Elektrolyse, die aber unfähig ist einen anhaltenden Strom zu erzeugen.

Ich habe diese Wirkung sowohl bei obigem Versuch als bei vielen anderen mit der Gasbatterie beobachtet, war aber nie im Stande eine chemische Veränderung oder elektrosynthetische Absorption des Stickstoffs hervorzubringen.

Versuch 22. — Da Oxalsäure bei der Elektrolyse an der Anode ein Gemisch von Sauerstoff und Kohlensäure, und an der Kathode eins von Wasserstoff und Kohlenoxyd giebt, so lud ich aus oben angegebenen Gründen eine Gasbatterie mit *Kohlensäure* und *Kohlenoxyd* in den abwechselnden Röhren, und mit Oxalsäure als Elektrolyt. Es zeigte sich eine schwache Wirkung, bei welcher sich das Kohlenoxyd zur Kohlensäure verhielt wie Wasserstoff zum Sauerstoff. Allein der Strom entsprang offenbar aus der Verbindung der gelösten atmosphärischen Luft mit dem Kohlenoxyd. Dieſs erhellte aus einigen der zuvor erwähnten Probeversuche, welche ich nicht wieder aufzuzählen brauche.

Versuch 23. — *Wasserstoff*, *Stickstoff* und *schwefelsaures Ammoniak*. Auch diese Combination gab Wirkungen, mit welchem der Stickstoff nichts zu thun zu haben schien, da dessen Volum gänzlich unverändert blieb. Ich machte hierüber noch mehre Versuche, aber alle führten zu demselben Schluſs, nämlich, daſs meine Idee, Volta'sche Actionen durch Umkehrung der gewöhnlichen Effecte der Elektrolyse hervorzubringen, sich nicht verwirklichen lasse. Vielleicht, daſs die obigen gasförmigen Producte der Elektrolyse secundär sind und das Wasser der einzige Elektrolyt in diesen Fällen ist; allein in dieser, wie in so mancher anderen theoretischen Frage giebt es so viele Gründe pro und contra, daſs es nicht der Mühe lohnt bei ihnen zu verweilen, sobald nicht gezeigt oder wahrscheinlich gemacht werden kann, daſs sie zu neuen Thatsachen oder Beziehungen führen.

Auf die obigen Versuche zurückblickend scheint es, daſs *Chlor* und *Sauerstoff* einerseits, und *Wasserstoff*

und *Kohlenoxyd* andrerseits die einzigen Gase sind, welche entschieden eine elektrosynthetische Verbindung eingehen, um einen Volta'schen Strom hervorzubringen [1]). Vielleicht könnte ich das *ölbildende Gas* ausnehmen, welches einen anhaltenden, obwohl ungemein schwachen Strom zu veranlassen scheint; auch würden die Dämpfe von *Brom* und *Jod*, wären sie weniger löslich, wahrscheinlich als elektronegative Gase wirken.

Da mehre der Gase, z. B. Stickgas, absolut wirkungslos in der Gasbatterie sind, so dachte ich nun, daſs diese ein werthvolles Instrument zur Analyse der atmosphärischen Luft und anderer gemischten Gase abgeben könnte.

Versuch 24. — Zwei enge, sieben Zoll lange Röhren (*cubic inch tubes*), die sorgfältig in 100 Theile getheilt waren, wurden in getrennte Gefäſse mit verdünnter Schwefelsäure getaucht und genau bis zur letzten Abtheilung mit atmosphärischer Luft gefüllt. Der Wasserspiegel in den Röhren ward genau dem äuſsern gleich gemacht, und mehrfach zusammengeschlagenes Papier angewandt, um die Wärme der Hand abzuhalten, und somit eine Ausdehnung zu vermeiden. Barometer und Thermometer wurden beobachtet, auch jede Vorsicht zur genauen Messung getroffen. Eine dieser Röhren wurde leer gelassen, um den Effect der Lösung zu ermitteln und von dem Resultat abzuziehen. In die andere wurde ein platinirter Platinstreif von Viertelzoll Breite geschoben. Dieser Streif war durch einen Platindraht verbunden mit einem anderen Streifen, der sich in einer zweiten in dasselbe Gefäſs gestellten Wasserstoff-Röhre befand. Der Apparat ist in Taf. III, Fig. 14, abgebildet. Nachdem die Kette zwei Tage lang geschlossen gehalten, war die Flüssigkeit in der Röhre *a* zweiundzwanzig Theile von 100 gestiegen, in der danebenstehenden Röhre nur einen Theil. Man lieſs die Röhren noch einige Tage stehen, aber es zeigte

1) Siehe die Nachschrift.

sich keine fernere Veränderung. Diese Analyse giebt daher einundzwanzig Theile Sauerstoff in 100 Thl. Luft.

Versuch 25. — Die Röhre *a* (Fig. 14) ward bis zu einem bestimmten Strich mit Stickstoff gefüllt und 0,5 Kubikzoll reinen Wasserstoffs hinzugefügt, dann die Röhre *h* mit Sauerstoff geladen und die Kette geschlossen. Nach 24 Stunden war das Wasser in der Röhre *a* genau um 0,5 Kubikzoll gestiegen. In diesem Zustand ward der Apparat mehre Tage gelassen, doch ohne fernere Veränderung. Die Volta'sche Action hatte demnach den Wasserstoff vollständig verzehrt, und dann aufgehört.

Diese Versuche sind hinreichend die genaue eudiometrische Wirkung der Gasbatterie darzuthun. In einem gröſseren Maaſsstabe ausgeführt, scheint sie mir einige Vorzüge zu besitzen. Wenn man im Volta'schen Eudiometer sauerstoffhaltige Gase zu analysiren hat und der zur Verpuffung hinzugefügte Wasserstoff ist unrein, so wird das Resultat natürlich fehlerhaft. Dasselbe gilt von der Verpuffung mittelst Platinschwamm oder eines durch den Volta'schen Strom erhitzten Drahts, den ich früher vorschlug [1]).

Sind andrerseits wasserstoffhaltige Gase zu untersuchen, so können aus Unreinigkeiten des hinzugefügten Sauerstoffs oder aus Ungenauigkeiten beim Messen eines der Gase Fehler entstehen. Bei der elektrolytischen Methode der Eudiometrie ist dagegen in dem einen Fall die Menge und Reinheit des Wasserstoffs, und in dem andern Fall die des Sauerstoffs von keinem Belang, vorausgesetzt nur, daſs sie in hinreichender Menge da seyen, um aus dem dem Versuch unterworfenen Gasgemisch das Aequivalent auszuziehen.

Ich muſs bemerken, daſs zu diesen Versuchen nur ein einziges Paar der Gasbatterie gebraucht werden kann; gebrauchte man mehre, so würde wahrscheinlich der Elektrolyt zersetzt und Gas zu der Verbindung hinzugefügt [2]). Der Proceſs ist etwas langsam, aber ich glaube sicher.

1) *Phil. Mag.* August 1841, *p.* 99.

2) Siehe die Nachschrift.

Eine andere werthvolle Anwendung dieses Processes besteht darin, daſs er (in Versuch 24) eine einfache Methode liefert, *Stickstoff* von unzweifelhafter Reinheit zu erhalten. Ich kenne keine Methode, welche hierin so vollkommen wäre. Aller Sauerstoff der Luft, so gut wie aller etwa in der Flüssigkeit frei enthaltene, wird fortgenommen; und wenn man darauf etwas Kalkwasser in die Röhre *a* bringt, kann die unbedeutende Menge von Kohlensäure entfernt werden; auch kann man dasselbe auf einmal bewirken, wenn man Aetzkali als Elektrolyt im Apparat Fig. 14 anwendet.

Wahrscheinlich werden andere Physiker noch mehre Anwendungen der Gasbatterie auffinden, mannigfache Veränderungen mit den anzuwendenden Gasen vornehmen und somit lehrreiche und werthvolle Resultate erhalten. Ich habe in diesem Aufsatz das Feld durch eine hinreichende Anzahl von Versuchen eröffnet; jeder derselben scheint auf neue zu führen, so daſs es schwer hält zu sagen, wo das Ende sey.

Die eudiometrischen Versuche, deren ich zuletzt erwähnte, veranlaſsten mich Dr. Henry's Versuche über die Analyse der Gase nachzulesen [1]), und ich wurde dabei überrascht von der Coïncidenz zwischen der Wirkung des Platinschwamms auf Gasgemenge und der der Gasbatterie, eine Coïncidenz, welche die Ansichten, die mich zur Erfindung dieser Batterie führten, sehr bestätigten. Ich will diese hier kurz anführen, nicht weil ich sie für absolut richtig halte, denn hierüber wie über so manchen anderen wissenschaftlichen Gegenstand mögen Meinungsverschiedenheiten herrschen, sondern weil ich sie vor meinen Versuchen hegte, und weil sie bedeutend und unerwartet durch die in dem erwähnten Aufsatz des Dr. Henry beschriebenen Thatsachen verstärkt werden.

Meine anfängliche Vorstellung läſst sich durch folgendes Beispiel erläutern. Wenn reines oder amalgamir-

1) *Philosoph. Transact. f.* 1824.

tes Zink in gesäuertes Wasser getaucht wird, so verbindet sich bekanntlich der Sauerstoff nicht mit dem Zink; berührt man aber zugleich Zink und Flüssigkeit mit Platin, so erfolgt die Verbindung, wobei das Platin unverändert bleibt. So verhält es sich mit einem Gemeng von Sauerstoff und Wasserstoff; die Gase, obwohl in innigem Contact, verbinden sich nicht chemisch mit einander, allein berührt man sie mit sauberem Platin, so erfolgt mehr oder weniger rasch die Verbindung; auch hier bleibt das Platin unverändert. Lassen wir jede rein hypothetische Erklärung bei Seite: warum sollten Wirkungen von solcher Aehnlichkeit in ihrem Charakter nicht auch in anderer Beziehung verwandt seyn? Bei der Volta'schen Verbindung erhitzt sich das Platin während der Action, und wenn die Oberfläche und folglich die Quantität der elektro-chemischen Action bedeutend ist, kommt es zum Glühen; so bei der katalytischen Verbindung; ist das Platin dünn und von groſser Fläche oder im schwammigen Zustand, welcher die Oberfläche noch mehr vergröſsert, so kommt es in's Glühen. Warum sollten wir also nicht die Detonation der Gase durch Platin *als* einen Volta'schen Effect, oder die Verbindung des Zinks mit Sauerstoff bei Gegenwart von Platin als einen katalytischen Effect betrachten können? Die einzige Verschiedenheit besteht darin, daſs die Gase nicht das Wechselverhältniſs von Theilchen darbieten, welches wir Elektrolyse nennen. Die Nothwendigkeit dieses Austausches ist jedoch gehoben, wenn die Gase sich in einem Zustand von so inniger Vermischung befinden, daſs die Fortführung der Action durch eine Kette von Theilchen nicht mehr erforderlich ist; in der Gasbatterie wird diese Kette von dem eingeschalteten Elektrolyten geliefert, und so circulirt in dieser Batterie dieselbe Wirkung, welche in Döbereiner's Versuch local ist; jene steht zu diesem in derselben Beziehung wie die Wirkung der gewöhnlichen Volta'schen Batterie zu den normalen Erscheinun-

gen der chemischen Verwandtschaft. Die Beziehung wird bestätigt durch die im Aufsatz des Dr. Henry angegebenen Thatsachen, da die Gase, welche sich, nach ihm, durch Gegenwart des Platin mit einander verbinden, genau diejenigen sind, welche es in der Gasbatterie thun. So vereinigen sich Sauerstoff und Wasserstoff rasch, Sauerstoff und Kohlenoxyd viel langsamer, und Sauerstoff und ölbildendes Gas sehr schwach, so sehr, daſs sie in Henry's Versuchen Wärme zum Eingehen der Verbindung erforderten. Chlor und Wasserstoff, die sich ohne Platin mit einander vereinigen, thun es um so mehr mit Hülfe desselben; in der Gasbatterie können sie eine secundäre Wirkung veranlassen, indem der vom Chlor durch Zersetzung des Wassers entwickelte Sauerstoff sich mit dem freien Wasserstoff in der Röhre verbindet. Da Sauerstoff und Ammoniak bei schwach erhöhter Temperatur sich durch Einfluſs des Platins mit einander verbinden, unter Bildung von Wasser und Zurücklassung von Stickgas, so stellte ich den folgenden Versuch an.

Versuch 26. — Zehn Zellen der Gasbatterie wurden geladen mit *Sauerstoff* und *Ammoniakflüssigkeit*, der zur Erhöhung der Leitungsfähigkeit etwas schwefelsaures Ammoniak zugefügt worden war. Die Combination wirkte mäſsig, aber anhaltend auf Jodkalium. In den Sauerstoff-Röhren stieg die Flüssigkeit langsam, aber gleichförmig, und in den anderen Röhren entwickelte sich ein Gas, welches sich als reines Stickgas ergab. Nach dreiwöchentlicher Schlieſsung wurden die Gase gemessen und durchschnittlich in jeder Röhre gefunden:

Stickstoff entwickelt . . . = 0,07 Kbz.
Sauerstoff verschluckt . . = 0,12 -

Versuch 27. — Um zu sehen ob die Alkalität des Ammoniaks etwas mit der Wirkung zu thun habe, wurden zehn Zellen mit *Sauerstoff* und *Aetzkalilösung* geladen, allein es erfolgte keine Wirkung.

Diese Versuche scheinen mir, was die Beziehung

zwischen der Wirkung der Gasbatterie und der Katalyse des Platinschwamms betrifft, eine entscheidende Bestätigung zu liefern. Versuch 26 ist auch merkwürdig in Bezug auf die binäre Theorie der Elektrolyse, doch will ich auf diesen Punkt hier nicht weiter eingehen.

Will man die Grotthus'sche Theorie auf die Gasbatterie übertragen, so kann man annehmen, es werde, wenn die Batterie geschlossen ist, in der Sauerstoff-Röhre an jedem Punkt, wo sich Sauerstoff, Wasser und Platin berühren, ein Wasserstofftheilchen das mit ihm verbundene Sauerstofftheilchen verlassen, um sich mit einem Theilchen des freien Gases zu vereinigen; der dadurch ausgeschiedene Sauerstoff werde sich mit dem Wasserstoff des anliegenden Wassertheilchen verbinden, und so fort, bis das letzte Sauerstofftheilchen sich mit einem Theilchen des freien Wasserstoffs vereinigt; oder wir können umgekehrt annehmen, daſs der Vorgang in der Wasserstoff-Röhre beginne. In allen diesen Fällen müssen wir jedoch bedenken, daſs wir einen schrittweisen Vorgang annehmen, den die Natur, so weit sie bisher durch Versuche erforscht ist, nicht kennt. Alles was wir von den Actionen an der Anode und Kathode behaupten können, besteht darin, daſs es Correlationen sind; obwohl sie in Distanz geschehen, so findet die eine erwiesenermaſsen nicht mehr ohne die andere oder früher als die andere statt, als erwiesenermaſsen Höhe nicht ohne Tiefe existirt. Ich erwähne daher jener Hypothese nicht, als wenn ich ihr buchstäblich anhinge, sondern weil sie die allgemein angenommene ist, und sie die Wirkung der Gasbatterie mit den gewöhnlichen Erscheinungen der Elektrolyse zu verknüpfen scheint.

Zur Erklärung dieser und anderer geheimniſsvoller Erscheinungsbeziehungen sind manche Hypothesen aufgestellt, die alle darin übereinkommen, das Unbekannte (*unfamiliar*) dem Bekannten (*familiar*) anzureihen. Als didactische Erläuterungen sind sie unzweifelhaft von Nutzen,

und haben so bisher zu den Fortschritten der Wissenschaft beigetragen. Es ist jedoch ein sonderbarer und denkwürdiger Umstand, daſs die Grotthus'sche Theorie des Voltaismus, die Emissions- und Undulationstheorie des Lichts und der Wärme, so wie meines Wissens alle bisher aufgestellten physikalischen Theorien die natürlichen Agentien als Effecte von *Bewegung* und *Materie* darstellen. Diese scheinen in Bezug auf Naturerscheinungen die deutlichsten, wenn nicht die einzigen Conceptionen des Verstandes zu seyn, und wenn wir versuchen, Zustände der Materie, die nicht offenbar Bewegungsweisen sind, zu begreifen oder zu erklären, so führen wir sie hypothetisch oder theoretisch auf diese zurück. Die Sinne *empfinden* die verschiedenen Wirkungen des Schalls, des Lichts, der Wärme, der Elektricität u. s. w., allein der Verstand scheint sie nur als verschiedene Bewegungsarten deutlich begreifen zu können. Läſst dieſs nicht folgern, daſs alle physische Agentien auf diese Begriffe (*elements of mental conception*) zurückführbar seyen? — Oder haben wir neue Geisteskräfte zu erwarten, wird anders gesagt Vertrautheit mit annoch verborgenen Erscheinungen unsern Geist befähigen, sie klarer zu begreifen, und die Nothwendigkeit vermeiden, sie theoretisch auf bekanntere und scheinbar einfachere Erscheinungen zu beziehen?

Es giebt noch ein Paar Punkte, in Bezug auf welche die Gasbatterie eine interessante Speculation an die Hand giebt; einer derselben ist die Contacttheorie. Wenn ich dieselbe richtig verstehe, so weiſs ich nicht, wie die Wirkung dieser Batterie mit derselben vereinbar sey. In der That, wenn die Contacttheorie den Contact als Ursache der Volta'schen Action ansieht, aber zugiebt, daſs diese nur durch chemische Action circuliren könne, so sehe ich, auſser dem theoretischen Ausdruck, wenig Unterschied zwischen der Contact- und der chemischen Theorie. Jeder aus der einen hervorgehende Schluſs würde ebenso

aus der andern abzuleiten seyn. Es giebt in den Erscheinungen keine beobachtete Zeitfolge, der Contact oder die Schlieſsung der Kette und die elektrolytische Action sind synchron. Wenn dieſs die Ansicht der Contacttheoristen ist, so sind die beiden Theorien bloſse Streite um Worte. Wenn dagegen die Contacttheorie mit dem Worte Contact die Idee einer Kraft verbindet, welche einen Volta'schen Strom unabhängig von chemischer Action zu erzeugen vermag, einer Kraft ohne Consumption, so kann ich sie nur für unvereinbar halten mit der Gesammtheit der Volta'schen Thatsachen [1]).

Ein anderer durch die Gasbatterie angeregter Punkt der Theorie ist die Relation der latenten Wärme in den verschiedenen Zellen der Batterie und dem Voltameter. Nach der herkömmlichen Wärmetheorie können Sauerstoff und Wasserstoff nicht anders aus dem flüssigen Zustand in den gasigen übergehen, als unter Bindung fühlbarer Wärme. Da nun in der Gasbatterie die im Voltameter aus der Flüssigkeit entwickelten Gase genau so viel Wärme absorbiren müssen, als von den Gasen in jeder Zelle beim Flüssigwerden entbunden wird, so kann es ein interessanter Gegenstand künftiger Untersuchungen seyn (Untersuchungen, die durch die Thermosäule werden wesentlich unterstützt werden), zu ermitteln, ob die im Voltameter absorbirte Wärme von umgebenden Körpern oder von der Wirkung der Batterie selbst geliefert werde, d. h. da die chemische Kraft im Voltameter das umgekehrte Aequivalent von der in jeder Zelle der Batterie ist, und eben so die Wärmekraft im Voltameter das umgekehrte Aequivalent von der in jeder Zelle der Batterie, ob zwischen den letzteren Kräften dieselbe gegenseitige Abhängigkeit vorhanden sey, als zwischen den ersteren. Die Wirkung im Voltameter der gewöhnlichen

Bat-

1) Ich kann nicht umhin, hier auf die von mir in den Ann. Bd. 58, S. 207 ausgesprochene Bemerkung zu verweisen. *P.*

Batterien würden stark gegen die Annahme sprechen, daſs die Wärme von umgebenden Körpern geliefert werde, da bekannt ist, daſs das Wasser bei der Elektrolysirung seine Temperatur eher erhöht als vermindert. Ich habe gefunden, daſs wenn man Wasser durch die Salpetersäure-Batterie zersetzt, im Verhältniſs von 150 Kubikzoll (Knallgas) in der Minute, eine sehr bedeutende Temperaturerhöhung desselben stattfindet, so daſs es, wenn seine Menge nicht sehr bedeutend ist, bis zum Sieden erhitzt wird. Viel der hinzukommenden (*adventitious*) Wärme mag entsprungen seyn aus der Beschränkung des Stroms (*restriction of the circuit*) durch die Voltameterplatten und Verbindungsdrähte, allein wenn angenommen wird, die Gasbatterie liefere genau die hinreichende Wärme oder (wenn man so sagen darf) verwandele Elektricität in hinreichende Wärme, um die Erfordernisse der sich ausdehnenden Gase zu befriedigen, so würde jede Zelle der Batterie, durch die Condensation ihrer respectiven Gase, dieses Erforderniſs zu liefern im Stande seyn, und es würde innerhalb der ganzen Batterie eine Temperaturerhöhung stattfinden, die gleich wäre der Summe der in allen Zellen durch Gascondensation erzeugten Wärme, weniger der in einer Zelle. Bis jetzt bin ich nicht im Stande gewesen eine Temperaturerhöhung bei Wirkung der Gasbatterie zu entdecken, da ich kein Instrument zur Beobachtung so feiner thermoskopischer Effecte besitze. Um so mehr möchte ich Anderen, die über solche Instrumente zu verfügen haben, diesen Punkt zur Betrachtung empfehlen, und hiemit verlasse ich für jetzt die Gasbatterie und deren Theorie.

London Institution, 1843, März 12.

Nachschrift (7. Juli). — Die Länge der Zeit, welche zwischen der Mittheilung und dem Drucke dieser Abhandlung verstrichen ist, hat mich in den Stand gesetzt,

den Apparat Fig. 10, Taf. III anzuschaffen, was wohl einen hinreichenden Grund liefert, eine Nachschrift hinzuzufügen, die einige mit demselben angestellte und mir wichtig scheinende Versuche enthält.

Versuch 28. — Um weiter die auf S. 383 ausgesprochene Meinung zu prüfen, wurden sechs Zellen dieser Batterie in den abwechselnden Röhren mit reinem Wasserstoff und verdünnter Säure geladen. Gleich nach der Ladung zersetzten sie Wasser leicht, aber nach kurzer Zeit des Schlusses der Batterie, da der Sauerstoff der atmosphärischen Luft in der Säure erschöpft war, bewirkten sie keinen Volta'schen Effect. Selbst Jodkalium ward von der ganzen Batterie nicht zersetzt; als man indeſs in eine der mit Flüssigkeit gefüllten Röhren etwas Luft treten lieſs, zerlegte diese eine Zelle sogleich das Jodkalium. Drei Zellen wurden geschlossen hingestellt; nach Verlauf von einer Woche brachten sie auf ein Galvanometer keine Wirkung hervor, auch war in den Röhren mit Flüssigkeit kein Gas entwickelt. Nun wurden die Stöpsel abgenommen, und die Flüssigkeit in den Wasserstoffröhren stieg im Durchschnitt 0,3 Kbzll. Jede Zelle enthielt eine Pinte, und wir können daher 0,15 Kubikzoll als den Belauf des in dieser Menge gesäuerten Wassers enthaltenen Sauerstoffs betrachten. Wäre es nicht auſserordentlich schwierig, die atmosphärische Luft auf längere Zeit völlig auszuschlieſsen, so würde das Obige eine treffliche Methode liefern, Wasser auf die darin gelöste Sauerstoffmenge zu prüfen, und nach gehöriger Berechnung könnten wir an unseren Galvanometern die Zahl unendlich kleiner Gasblasen ablesen, die in einem gegebenen Volume Flüssigkeit enthalten sind. Wenn jedoch das saure Wasser oder der Wasserstoff fremde Bestandtheile enthält, würde ein ganz anderes Resultat entstehen, und die Flüssigkeit in den Wasserstoffröhren, aus leicht ersichtlichen Gründen, oft bedeutend steigen.

Versuch 29. — Ich wiederholte den Versuch 24 mit

der Batterie Fig. 10, erwartend, daſs, da die äuſsere Luft ausgeschlossen war, das Resultat schneller erfolge, doch auch nicht ohne Hoffnung, daſs sich einige Wirkung auf das Stickgas zeigen würde. Als ich am Morgen nach dem Schlusse der Batterie die Stöpsel abzog, stieg die Flüssigkeit in der Luftröhre um ein Fünftel ihres Gasvolums. Ich schloſs nun wieder und untersuchte drei Tage hernach. Es zeigte sich eine sonderbare Erscheinung. Das Gasvolum in der Luftröhre, welches sich zuvor zusammengezogen, hatte sich nun vergröſsert, und vergröſserte sich noch langsam von Tag zu Tag. Ich glaubte anfangs, der Stickstoff wäre zersetzt worden, allein nach manchen Vermuthungen und Versuchen fand ich, daſs die Vergröſserung durch Zutritt von Wasserstoff entstanden war, eine Thatsache, die auſserordentlicher ist, als es die Zerlegung des Stickstoffs gewesen seyn würde. Bei Wiederholung des Versuchs mit Stickgas statt der Luft erfolgte dasselbe, aber natürlich ohne vorherige Zusammenziehung. Ich wandte mich nun wieder zu der Batterie Fig. 6; mehre ihrer Zellen theils mit atmosphärischer Luft und Wasserstoff, theils mit Stickstoff und Wasserstoff geladen, zeigten die Erscheinung nicht, obwohl sie sechs Wochen geschlossen stehen blieben.

Um zu ermitteln, ob das Vacuum, welches durch Fortnahme des Sauerstoffs aus dem Wasser entstanden war, etwas mit der obigen Erscheinung zu thun habe, wurde statt des Stöpsels in der Batterie Fig. 10 eine enge, an beiden Enden offene Röhre in die mittlere Oeffnung gesteckt. Ohne eine mühsame Reihe von Versuchen zu beschreiben, will ich nur sagen, daſs ich zuletzt zwei Dinge als wesentlich fand, um die Erscheinung mit Sicherheit zu erhalten, nämlich 1) die Ausschlieſsung einer irgend beträchtlichen Menge atmosphärischer Luft aus der Lösung, und 2) groſse Reinheit des Wasserstoffs. Im ersteren Fall, da der Wasserstoff Sauerstoff finden kann, mit welchem er sich verbindet, wird er nicht entwickelt;

im letzteren werden die Gase an beiden Seiten gemischt oder vielmehr verdünnt, und somit die Kräfte aufgewogen. So ist es mir bei der offenen Batterie Fig. 6 niemals gelungen, die Erscheinung mit dem auf gewöhnliche Weise mittelst gekörnten Zink oder Eisenfeilicht entwickelten Wasserstoff zu erhalten, wohl aber zuweilen mit dem elektrolytisch dargestellten. Bei der Batterie Fig. 10 gelang mir die Erscheinung, jedoch in schwachem Grade, mit dem auf gewöhnliche Weise dargestellten Wasserstoff; dagegen schlug sie mit dem elektrolytischen Wasserstoff niemals fehl. Sauerstoff von der gröſsten Reinheit, voltaisch mit Stickstoff verknüpft, gab keine ähnliche Wirkung. Die vorstehenden Erfahrungen machen es nöthig, wenn der eudiometrische Versuch 24 genau seyn soll, entweder in den Batterien Fig. 6 und 14 eigens gemeinen Wasserstoff anzuwenden, oder, was förderlicher und genauer ist, eine Batterie wie Fig. 10 zu gebrauchen, jedoch in Verhältniſs zu ihrer Weite mit längeren Röhren, dann die Röhren mit Wasserstoff und atmosphärischer Luft zu füllen und zur Kette geschlossen so lange stehen zu lassen, bis durch die elektrolytische Wirkung aller Sauerstoff absorbirt und zu dem rückständigen Stickstoff etwas Wasserstoff hinzugetreten ist, endlich Sauerstoff statt des ursprünglichen Wasserstoffs zu nehmen, welcher umgekehrt den Wasserstoff vom Stickstoff fortnimmt und letzteren rein zurückläſst. Ich habe dieſs oft mit Erfolg ausgeführt.

Versuch 30. — *Wasserstoff* und *Kohlensäure* bringen in der Batterie Fig. 10 dieselbe Wirkung hervor. Die Kohlensäure vergröſsert ihr Volum und nimmt Wasserstoff auf. Die Erscheinung ist daher keine Eigenthümlichkeit des Stickstoffs, doch ist ein Gas nothwendig, denn der Versuch 28 beweist, daſs Wasserstoff allein das Wasser nicht zersetzt. Ich brauche wohl nicht zu sagen, daſs wenn die oben erwähnte Wirkung stattfand, ein eingeschaltetes Galvanometer abgelenkt ward; aber der Strom war zu schwach, um Jodkalium zu zersetzen.

Ich habe in der Batterie Fig. 10 versucht, *Wasserstoff* zu verknüpfen mit *Kohlenoxyd*, *ölbildendem Gas*, *Stickstoffoxydul* und *Stickstoffoxyd*. Die beiden ersten gaben keinen Strom oder chemischen Effect; die beiden letzten gaben einen Strom und wurden zersetzt. Das Volum des Stickstoffoxyds wurde auf die Hälfte reducirt, und diese, welche sich als Stickgas ergab, wurde von nun an durch Wasserstoff vermehrt. Das Stickstoffoxydul erlitt vorher keine Verringerung, auſser einer schwachen durch Löslichkeit, allein seine Zustandsveränderung zeigte sich durch die Absorption des Wasserstoffs in der damit verknüpften Röhre.

Ich versuchte auch, welche Wirkung ein *Vacuum* und *Wasserstoff* haben würde, indem ich eine Batterie (Fig. 10) mit 1 Kubikzoll Sauerstoff und 3 Kubikzoll Wasserstoff lud. Der Strom ward sehr geschwächt durch den Widerstand, welchen das Vacuum darbot. Anfangs wurde Jodkalium zersetzt und die Galvanometernadel im Kreise herumgeführt, nach 24 Stunden wich aber die Galvanometernadel nur 10° ab; so widersetzte sich der chemischen Kraft eine physische. Der Strom fuhr indeſs fort und alles Gas in der Sauerstoffröhre verschwand bis auf eine kleine Blase. Dieſs war wahrscheinlich Stickstoff aus in der Lösung enthaltener atmosphärischer Luft, welche entwichen war, um das Vacuum zu füllen. Als der Stöpsel abgezogen wurde, stieg die Flüssigkeit in der Wasserstoffröhre plötzlich um 2,2 Kubikzoll, damit das Aequivalent des Sauerstoffs in der Röhre und der Lösung gebend. Sehr möglich giebt dieser Versuch bei Wiederholung eine Entwicklung von Wasserstoff in der Sauerstoffröhre, in Folge des Entweichens von Stickgas aus der atmosphärischen Luft in der Lösung und wie in Versuch 29 wirkend, doch habe ich diese Erscheinung nicht beobachtet. Ich muſs eigends bemerken, daſs bei allen in dieser Nachschrift erwähnten Versuchen, mit Ausnahme des ersten Theils von Versuch 28, einfache Ketten gebraucht wurden.

Ueber die Theorie der Versuche 29 und 30 wage ich keine bestimmte Meinung auszusprechen. Daſs *Sauerstoff* durch *gasförmigen Wasserstoff von Wasserstoff* fortgenommen wird, ohne daſs der letztere eine andere Verbindung bildet, ist eine so neue Thatsache, daſs jede versuchte Erklärung wahrscheinlich voreilig befunden wird. Wenn wir, entgegen den Ansichten Dalton's, annehmen, daſs Gase, gemischt, durch eine schwache chemische Verwandtschaft zusammengehalten werden, so können wir sagen, daſs die Verwandtschaft des Stickstoffs oder der Kohlensäure zum Wasserstoff die Wirkung hervorbrachte. Die Verwandtschaft des Sauerstoffs vom Wasser, balancirt zwischen dem Wasserstoff in der Flüssigkeit und dem in der Röhre, würde der resultirenden schwachen Verwandtschaft des Stickstoffs zum Wasserstoff das Uebergewicht geben; allein, warum giebt, in dieser Voraussetzung, Sauerstoff nicht einen analogen Effect? Seine Tendenz, sich direct mit dem Platin zu verbinden, kann zwar als eine widerstrebende Kraft betrachtet werden, allein diese Tendenz wird von Manchen für hypothetisch gehalten. Andrerseits kann es ein Contact-Effect genannt werden, allein dieses Wort, unverbunden mit einer chemischen Theorie, giebt keine andere Vorstellung als die Thatsache selbst, und liefert kein Glied, wodurch wir die Erscheinungen erweitern können. Bis eine bessere Theorie gefunden seyn wird, bin ich daher geneigt, die erstere Ansicht anzunehmen, und gemischte Gase als im Zustande einer schwachen chemischen Verbindung befindlich zu betrachten, um so mehr als wir in der ganzen Natur keine scharfen Gränzlinien finden, obgleich wir aus conventionellen Gründen genöthigt sind, solche anzunehmen. Es muſs viele Fälle geben, in denen es zweifelhaft, wo nicht unmöglich ist, eine Linie zu ziehen zwischen mechanischer Mischung und chemischer Verbindung.

Schlieſslich muſs ich in Betreff der Gesammtheit der in diesem Aufsatz enthaltenen Versuche sagen, daſs eine

längere Zeit und gröſsere Erfahrung positive Resultate geben werden, in Fällen, wo ich nur negative erhalten habe. Seit durch langsame elektrische Ströme so sonderbare starre Verbindungen erhalten worden sind, wie in den Versuchen von Crosse und Becquerel, ist es gar nicht unmöglich, daſs durch lange fortgesetzte Volta'sche Action von Gasen und Flüssigkeiten neue gasige und flüssige Producte gebildet werden.

Hinsichtlich früherer Versuche und Theorien über die Verbindung der Gase mit Platin verweise ich auf Döbereiner's Aufsatz (*Phil. Mag.* Oct. 1823), in welchem ich die Meinung ausgesprochen finde, daſs sie ein Volta'scher Vorgang sey, auf Dulong und Thenard's Aufsätze in den *Ann. de chim.* Bd. 23 und 24, auf Faraday's Experimental-Untersuchungen, Reihe 6, und auf die Versuche über polarisirte Elektroden von Ritter, Faraday, De la Rive, Becquerel, Matteucci und Schönbein.

II. *Ueber die Volta'sche Gasbatterie. Volta'sche Wirkung von Phosphor, Schwefel und Kohlenwasserstoffen; von W. R. Grove.*

(Mitgetheilt vom Hrn. Verf. aus den *Philosoph. Transact. f.* 1845, *pt. II.*)

In einem Aufsatz, welcher mit der Veröffentlichung in den *Philosoph. Transact.* für 1843 beehrt wurde, beschrieb ich verschiedene Formen der Volta'schen Gasbatterie, nebst einer Reihe von Versuchen, in welchen mehre Gase zu Volta'schen Combinationen benutzt wurden, unter anderem auch zur Anwendung des Voltaismus auf Eudiometrie.

Um der Genauigkeit der eudiometrischen Versuche Vertrauen zu erwecken, war es nöthig, daſs die von mir

behauptete Abwesenheit aller Volta'schen Action bei einer Combination von Sauerstoff und Stickstoff strenge richtig sey. Ich kann mit Sicherheit behaupten, daſs dem so ist, allein im Versuch 21 meines letzten Aufsatzes wurde während der ersten fünf Minuten und zuweilen auf längere Zeit eine scheinbare Ausnahme beobachtet. Die Untersuchung dieser temporären Wirkung führte mich zu Resultaten, welche ich die Ehre habe der K. Gesellschaft in diesem Aufsatz vorzulegen.

Ehe ich die Resultate auseinandersetze, will ich bemerken, daſs sie alle mit der Batterie Fig. 10 meines letzten Aufsatzes (die mit geringem Zusatz auch in Fig. 16 abgebildet ist), geladen mit destillirtem schwach durch reine Schwefelsäure angesäuertem Wasser, angestellt wurden. Ich will auch, bei Bezugnahme auf meinen letzten Aufsatz, um die unnöthige Wiederholung des Wortes *Versuch* zu vermeiden, auf die Nummern der Versuche verweisen, wie wenn es Paragraphen wären, und werde jene Nummern in diesem Aufsatze fortsetzen.

Da ich auf die Batterie Fig. 16, durch welche die störende Wirkung der Atmosphäre gänzlich abgehalten wird, nicht eher verfiel, als bis der gröſsere Theil der Versuche in meinem letzten Aufsatze beendet war, so wiederholte ich einige derselben, welche eine Bestätigung mit dieser Batterie zu erfordern schienen. Nur einer von ihnen muſs nothwendig hier angeführt werden. Ich muſs auch erwähnen, daſs in den zu beschreibenden Versuchen die Reductionen wegen Temperatur und Druck gemacht wurden, wenn es nöthig war. Wenn es sich thun lieſs, wurden die Resultate an Tagen untersucht, an denen Druck und Temperatur möglichst nahe dieselben waren, als an welchen die Versuche begonnen wurden.

(31) *Sauerstoff* und *Stickstoffoxyd*, welche in der offenen Batterie nur eine temporäre Wirkung gaben (9), lieferten in der verschlossenen (Fig. 16) einen continuirlichen Strom. Jeder der folgenden drei Versuche wurde

einen Monat lang in der verschlossenen Batterie angestellt, und während deſs beständig durch das Galvanometer die Gegenwart einer Volta'schen Action nachgewiesen. Nach Ablauf des Monats waren die Resultate folgende:

Steigen der Flüssigkeit in den Röhren mit:

Vers. 1. —	Sauerstoff	0,32	Kubikzoll.
	Stickstoffoxyd	1,26	-
Vers. 2. —	Sauerstoff	0,5	-
	Stickstoffoxyd	2,5	-
Vers. 3. —	Sauerstoff	0,2	-
	Stickstoffoxyd	0,75	-
Mittel —	Sauerstoff	0,34	-
	Stickstoffoxyd	1,5	-

Da der geringe Ueberschuſs unzweifelhaft von der gröſseren Löslichkeit des Stickstoffoxyds herrührt, so scheint es, daſs 4 Volume dieses Gases gegen 1 Volum des mit ihm verknüpften Sauerstoffs in der Gasbatterie absorbirt werden. Das Resultat wäre eine Verbindung von 1 Aeq. Stickstoff + 3 Aeq. Sauerstoff oder salpetrige Säure, welche auch auf gewöhnlichem chemischen Wege durch die langsame Verbindung dieser beiden Gase gebildet wird. Der Unterschied in dem Betrag der Wirkung bei den drei Versuchen hängt von der Temperatur ab, indem der zweite Versuch gegen Ende des verflossenen Sommers, der letzte aber während des anhaltend kalten Wetters im jetzigen Frühjahr angestellt wurde.

Diese Versuche, verglichen mit den umgekehrten mit *Wasserstoff* und *Stickstoffoxyd* (30), erläutern in genügender Weise das Gesetz der bestimmten Verbindung nach Volumen in der Gasbatterie, und erweisen zugleich die Wirkung der aequivalenten chemischen Combination, der Katalyse und des Voltaismus.

(32) Ich schreite nun zu den Versuchen, welche näher Gegenstand dieses Aufsatzes sind. Da die erwähnte temporäre Wirkung beim Stickstoff und Sauerstoff (21)

gröſser ist, wenn das Stickgas durch Verbrennung von Phosphor in atmosphärischer Luft erhalten, als auf andere Weise dargestellt worden, so dachte ich natürlich, daſs diese Wirkung von dampfförmig im Stickgas zurückgebliebener phosphoriger Säure, oder von einer geringen, nach der Vorstellung von Vauquelin und älteren Experimentatoren, im Stickgas gelösten Menge Phosphor herrühre. Wäre die letztere Voraussetzung richtig, so würde sich ein Mittel darbieten, den Phosphor, ungeachtet er nicht leitend und in wäſsrigen Flüssigkeiten unlöslich ist, zu einem den oxydirbaren Metallen analogen Volta'schen Erreger zu machen.

(33) Ein kleines Stück sorgfältig getrockneten Phosphors, 9,6 Gran wiegend, wurde durch die Flüssigkeit hin in die weite Röhre einer Gasbatterie gebracht, mittelst eines Kragens (*loop*) von Glimmer, der ihn sowohl vom Glase als vom Platin entfernt hielt. Diese Röhre wurde nun mit reinem Stickgas geladen, und die andere Röhre mit reinem Sauerstoff. Der Wasserspiegel wurde durch einen auf die Röhren geklebten Papierstreifen bezeichnet. Zugleich wurde ein Gegenversuch mit Sauerstoff und Stickstoff ohne Phosphor angestellt. Das Ganze wurde dann sorgfältig vor atmosphärischer Luft geschützt, und 24 Stunden in geschlossener Kette stehen gelassen. Am nächsten Tage durch ein Galvanometer und durch Jodkalium geprüft, zeigte die Phosphor-Batterie eine sehr entschiedene Wirkung. Das Jodid ward zersetzt, und die Galvanometernadel oscillirte um 30°; der Stickstoff mit dem Phosphor verhielt sich wie das Zink in einer gewöhnlichen Volta'schen Combination. Der Gegenversuch zeigte nicht die geringste Ablenkung oder Zersetzung. Der Apparat blieb vier Monate, vom 10. August bis zum 14. December 1844, geschlossen stehen, und, währenddeſs häufig mit einem Galvanometer geprüft, zeigte er sich immer in Wirkung. Am 14. Dec., als der Wasserspiegel in der Sauerstoffröhre zeigte, daſs ein Kubikzoll Sauerstoff ab-

sorbirt war, plus der geringen Menge von 0,05 Kubikzoll, welche, wie sich aus dem Vergleich mit der zweiten Batterie ergab, vom gelösten Sauerstoff herrührte, wurden die Resultate untersucht; sie waren folgende:

Steigen der Flüssigkeit: in der Sauerstoffröhre 1 Kubikzoll, in der Stickstoffröhre Null. Gewicht des Phosphors ursprünglich 9,6, jetzt 9,2 Gran.

Die Batterie wurde am 19. Dec. 1844 wiederum in ähnlicher Weise geladen, und bis zum 17. Mai 1845 stehen gelassen, während welcher Zeit fast ohne Unterbrechung ein äufserst kaltes Wetter herrschte. Jetzt untersucht, waren die Resultate folgende:

Bleibende Ablenkung im Galvanometer 8°. Steigen der Flüssigkeit: in der Sauerstoffröhre 0,35 Kubikzoll, in der Stickstoffröhre Null. Gewicht des Phosphors: anfänglich 2,8, jetzt 2,65 Gran.

Nimmt man das Mittel aus beiden Versuchen, die einander in ihren relativen Resultaten näher kommen, als ich unter diesen Umständen erwarten konnte, so haben wir 0,415 Gran Phosphorverlust gegen einen Kubikzoll Sauerstoff. Nun ist aber 24 : 31,4 :: 0,34 : 0,444. Das Resultat dieser Versuche läfst also keinen Zweifel, dafs das Product der Volta'schen Action phosphorige Säure ist, wie bei der langsamen Verbrennung des Phosphors in der Luft. Der Versuch wurde mit destillirtem Wasser wiederholt; die Wirkung war anfangs sehr unbedeutend, wuchs aber mit jedem Tage, und allmälig erlangte das Wasser eine saure Reaction.

Bei Untersuchung des Apparats im Dunkeln, zeigte sich kein Leuchten, auch war die Wirkung zu schwach, um ein solches wahrscheinlich zu machen. Wenn indefs Wärme oder ein anderes Mittel, wie ich hoffe, ein Leuchten hervorbringen wird, so fragt es sich, in welchem Theil der Kette dasselbe stattfinden werde.

Eine Reihe von zehn Zellen, geladen durch Stickstoff, worin Phosphor, und Sauerstoff, zerlegten das Wasser zwischen Platinelektroden wahrnehmbar.

Das Resultat der obigen Versuche liefert, glaube ich, das erste Beispiel der Anwendung eines starren, unlöslichen Nichtleiters als Erreger eines continuirlichen Volta'schen Stroms. Es beweist, daſs das von ältern Experimentatoren angenommene Daseyn von diffusem Phosphor im Stickgas nicht hervorgeht, wie geglaubt ward, aus einer partiellen Verbrennung, sondern aus einer Effusion, die so lange dauert als der zuvor diffundirte Phosphor fortgenommen wird; es liefert den sehr sonderbaren Fall einer wahren Verbrennung, bei welcher der Verbrenner (*comburant*) und das Verbrennende sich in Distanz befinden, da der Phosphor durch Sauerstoff verbrannt wird, der von ihm durch eine Schicht Wasser und Gas von unbestimmter Länge getrennt ist. Dieſs, durch eine fortlaufende Reihe von Inductionen erhaltene Resultat kann jetzt schwerlich auſserordentlich erscheinen, würde aber, aller Wahrscheinlichkeit nach, vor einigen Jahren als neue Thatsache angegeben, nur mit Ungläubigkeit aufgenommen worden seyn. Durch das Galvanometer können wir auch den Gang dieser sehr langsamen kleinen chemischen Action ermitteln. Wenn z. B. bei einem Apparate wie der obige mein Galvanometer eine Ablenkung von 8 Graden anzeigt, so weiſs ich, daſs durchschnittlich ein Siebenmilliontel Gran Phosphor in der Minute verzehrt worden ist.

(34) Zunächst war nun zu ermitteln, ob diese Action dem Stickstoff eigen sey oder auch anderen Gasen zukomme. Zu dem Ende wurden einige Tage nach dem ersten Versuch die folgenden angestellt.

Am 11. Aug. 1844. No. 1. *Stickstoffoxydul*, worin 5,3 Gran *Phosphor* aufgehängt worden, wurde mit *Sauerstoff* verknüpft. No. 2, eben so, jedoch ohne Phosphor.

Zuweilen mit dem Galvanometer geprüft, gab die erste Kette beständig eine kleine Ablenkung, doch eine geringere als im Versuch (33); die zweite Kette gab keine Ablenkung.

Untersucht am 22. Apr. 1845 zeigte sich das Wasser gestiegen: in No. 1 beim Sauerstoff 0,75 Kubikzoll, beim Stickstoffoxydul 1,7 Kubikzoll; — in No. 2 beim Sauerstoff 0,1 Kubikzoll, beim Stickstoffoxydul 1,6 Kubikzoll. — Der Phosphor wog 5 Gran, hatte demnach 0,3 Gran verloren.

Bei diesem Versuch rührte das Steigen der Flüssigkeit in den Röhren mit Stickstoffoxydul offenbar von der Löslichkeit dieses Gases her, was sehr nahe gleich war in beiden Batterien, und die zweite gab nicht die geringste galvanometrische Ablenkung. Das Resultat giebt 0,65 Kubikzoll Sauerstoff, verzehrt von 0,3 Gran Phosphor, nahezu dasselbe Verhältniſs wie in Versuch (33). Der einzige Unterschied zwischen den Wirkungen des Phosphors im Stickstoff und Stickstoffoxydul besteht darin, daſs die erstere rascher ist, wie sowohl aus der galvanometrischen Ablenkung als aus der Menge des in gegebener Zeit absorbirten Sauerstoffs hervorgeht.

(35) Geladen am 11. Aug. 1844. No. 1. *Kohlensäure* und darin 5,9 Gran *Phosphor* verknüpft mit *Sauerstoff*. No. 2. Eben so, doch ohne Phosphor. — Mit dem Galvanometer geprüft gab No. 1 immer eine Ablenkung, No. 2 keine.

Am 3. Dec. war in beiden Batterien die Kohlensäure vollständig absorbirt, und die Flüssigkeit bis an das obere Ende der Röhren gestiegen. In den Sauerstoffröhren betrug das Steigen der Flüssigkeit bei No. 1 = 0,75 Kubikzoll, bei No. 2 = 0,05 Kubikzoll.

Der Phosphor wog 5,6, folglich waren 0,3 Gran Phosphor von 0,7 Kubikzoll Sauerstoff verzehrt, genau dasselbe Verhältniſs wie in (33) und (34). Die Intensität der Wirkung war eine intermediäre, geringer als die erstere, und gröſser als die letztere.

(36) Geladen am 18. Dec. 1844. No. 1. Reiner *Sauerstoff* und darin *Phosphor*, verknüpft mit *Sauerstoff*, unter sorgfältigster Ausschlieſsung der atmosphäri-

schen Luft. Diese Combination gab nach 24stündiger Schlieſsung nur eine sehr schwache galvanometrische Ablenkung.

Untersucht am 15. Febr. 1845 betrug das Steigen der Flüssigkeit in der den Phosphor enthaltenden Röhre 0,3 Kubikzoll, in der anderen Röhre 0,05 Kubikzoll. Ich finde nicht bemerkt, ob der Phosphor wieder gewägt worden; wahrscheinlich hielt ich es für überflüssig, da der Verbrauch an Sauerstoff in der anderen Röhre so sehr unbedeutend, kaum von dem Effect seiner Lösung zu unterscheiden war.

(37) Geladen am 23. Apr. 1845. No. 1. *Stickstoffoxyd* und darin 4,3 Gran *Phosphor* aufgehängt, verknüpft mit *Sauerstoff*. No. 2 eben so, doch ohne Phosphor.

Untersucht am 27. Mai 1845. No. 1 gab 25° und No. 2 10° galvanometrische Ablenkung. Das Steigen der Flüssigkeit betrug in No. 1 beim Stickstoffoxyd =0,7 Kubikzoll, beim Sauerstoff =0,6 Kubikzoll; in No. 2 beim Stickstoffoxyd =0,7 Kubikzoll, und beim Sauerstoff =0,2 Kubikzoll. Der Phosphor wog 4,17 Gran, hatte folglich verloren 0,13 Gran gegen 0,4 Kubikzoll Sauerstoff.

Bei diesen und allen vorhergehenden Versuchen waren die rückständigen Gase von unveränderter Beschaffenheit. Bei diesem Versuch scheint die Wirkung des Stickstoffoxyds und des Sauerstoffs gar nicht vom Phosphor geändert worden zu seyn, da der Verbrauch an Stickstoffoxyd in beiden Batterien genau gleich war. Bei einem anderen Versuch, den ich nicht anführe, da eine kleine Luftblase in die das Salpetergas enthaltende Röhre kam, schien der Phosphor auf die Volta'sche Verbindung dieses Gases mit dem Sauerstoff verzögernd eingewirkt zu haben. Ich schreibe dieſs der Ablagerung von etwas phosphoriger Säure auf das Platin zu, wodurch dessen katalytische Kraft geschwächt wurde.

(38) Sonach scheint denn der untersuchte Effect

der Diffusion des Phosphors in Gas keine Eigenthümlichkeit des Stickstoffs oder irgend eines anderen besonderen Gases zu seyn, wie sonst geglaubt wurde, sondern sehr wahrscheinlich allen Gasen anzugehören, die keine specifische Wirkung auf den Phosphor ausüben. Sie kann eher eine Verflüchtigung des Phosphors bei gewöhnlicher Temperatur als eine Auflösung desselben in dem Gase genannt werden. Die gewöhnliche langsame Verbrennung des Phosphors in der Luft ist in der That eine Verbrennung seines Dampfes. Ich bin geneigt zu glauben, daſs die Schwäche seiner Verdampfung in reinem Sauerstoff von der Bildung einer schützenden Decke (vermuthlich von Phosphorsäure, — *P.*) herrührt, und daſs die Erscheinung in einiger Hinsicht der Unthätigkeit des Eisens in Salpetersäure analog ist.

(39) *Phosphor* in *Stickgas* wurde mit *Wasserstoffgas* verknüpft, um deren Volta'sches Verhalten zu ermitteln. Der Wasserstoff war positiv gegen Phosphor, d. h. vertrat das Zink einer gewöhnlichen Volta'schen Combination.

(40) Um den sonderbaren und neuen Fall einer aus zwei starren Nichtleitern gebildeten Volta'schen Batterie zu verwirklichen, wurden beide Röhren der Gasbatterie mit *Stickgas* geladen, aber die eine mit *Phosphor*, die andere mit *Jod* versehen. Nach Schlieſsung zeigte sich ein sehr entschiedener Strom, der monatelang anhielt; das Stickgas änderte sein Volum nicht, aber die Flüssigkeit färbte sich allmälig durch einen Ueberschuſs von Joddampf. Der Versuch ergab Folgendes:

	Geladen am 1. Januar 1845.	Untersucht am 17. Mai 1845.
Gewicht des Jods	= 5,9 Gran.	= 4,6 Gran.
Gewicht des Phosphors	= 6,4 -	= 6,28 -

Der Phosphor hatte also 0,12 Gran verloren, das Jod 1,3. Angenommen der Phosphor habe 3 Aeq. Sauerstoff verzehrt, wie in den Versuchen 33, 34, 35 und 37,

so müſsten 3 Aeq. Wasserstoff verschwunden und folglich 3 Aeq. Jod verzehrt worden seyn; aber

$$31{,}4 : 126{,}6 :: 0{,}12 : 0{,}48 \text{ und } 0{,}48 \times 3 = 1{,}44.$$

Das Resultat stimmt leidlich, allein wegen des von der Flüssigkeit gelösten Joddampfs wäre in dem Verbrauche dieses ein Ueberschuſs und nicht ein Mangel zu erwarten gewesen.

(41) Um jede Zufälligkeit, welche möglicherweise die Volta'sche Wirkung stören könnte, zu verhüten und zu entfernen, war es zu meiner eignen Befriedigung nöthig eine groſse Anzahl anderer Versuche anzustellen, z. B. den Phosphor in einzelne Röhren mit verschiedenen Gasen zu bringen, zwar mit Platinblech, aber ohne verknüpfte Röhren, dann auch wieder ohne Platinblech oder verknüpfte Röhren. Da diese Versuche aber zu keinen Resultaten führten und bloſs zu meiner eignen Befriedigung angestellt wurden, so würde es überflüssig seyn, sie hier auseinanderzusetzen.

(42) Nachdem ich die Wirkung des Phosphors in der Gasbatterie unter verschiedenen Umständen untersucht hatte, war der nächste Schritt nun, zu ermitteln, ob andere Substanzen ähnliche Wirkungen hervorbrächten. *Schwefel,* das nächste Analogon des Phosphors, bot sich natürlich zuerst dar, allein wegen seiner andern Beschaffenheit verlangte es auch eine andere Behandlungsweise. Es wurde folgende angewandt: In ein Glasnäpfchen mit langem soliden Stiel (Fig. 15, Taf. III) wurde ein kleines Stück Schwefel gelegt, das Näpfchen in die weite Mündung der Zelle (Fig. 16) einer Gasbatterie gebracht, und die Röhre vorsichtig darüber gestülpt. Dann wurde das Platin dieser Röhre mit dem Zink einer einzelnen Zelle der Salpetersäure-Batterie verknüpft und durch die mittlere Mündung eine Platinanode in die Flüssigkeit gesteckt. Hiedurch wurde die atmosphärische Luft in der Röhre ihres Sauerstoffs gänzlich beraubt, und darauf das überschüssige Wasserstoff fortgenommen, indem man diese

Röh-

Röhre mit der zugehörigen, mit Sauerstoff geladenen Röhre verband; dasselbe hätte sich langsamer durch den in (29) beschriebenen Proceſs bewerkstelligen lassen. Der Schwefel befand sich nun in einer Atmosphäre von reinem Stickgas, und dieſs konnte meines Wissens auf keinem anderen Wege erreicht werden, ohne nicht den Schwefel zu befeuchten oder einen Niederschlag auf ihn abzulagern. Nachdem ich ihn 24 Stunden lang mit der Sauerstoffröhre in Schlieſsung gehalten hatte, gab das Galvanometer keine Ablenkung. Ein kleiner mit Handgriff versehener Eisenreif wurde nun erhitzt und über die den Schwefel und Stickstoff enthaltende Röhre gehalten, während die Drähte mit dem Galvanometer verbunden waren (Fig. 16, Taf. III). Das Resultat war sehr auffallend. Ich lieſs das Galvanometer von meinem Gehülfen beobachten, während ich die Manipulation ausführte. In demselben Augenblick, wo ich den Schwefel schmelzen sah, rief er aus, daſs das Galvanometer abgelenkt werde. Während der ganzen Zeit, da der Schwefel flüssig war, blieb das Galvanometer abgelenkt, selbst noch einige Zeit hernach, bis aller im Stickgas verbreiteter Schwefeldampf verbraucht worden war. Der Schwefel ersetzte das Zink in einer gewöhnlichen Volta'schen Combination. Es war daher unmöglich in diesem Falle, den aequivalenten Verbrauch nachzuweisen. Dieser Versuch zeigt die Analogie des Schwefels mit dem Phosphor in sehr auffallender Weise und beweist, daſs der Schwefel im Momente seiner Schmelzung ein flüchtiger Körper wird, wie es der Phosphor im starren Zustande ist. Die Plötzlichkeit der Wirkung, verbunden mit der Unlöslichkeit des Schwefels, führt zu dem Schluſs, daſs Lösung in dem Elektrolyt kein nothwendiges Antecedens zur Volta'schen Action in der Gasbatterie ist. Dieſs hätte indeſs schon aus den Versuchen mit Phosphor geschlossen werden können, da der Dampf desselben beinahe oder ganz unlöslich in dem Elektrolyt seyn muſs, weil sonst die aequivalenten Resultate nicht so

genau ausgefallen seyn würden. Möglicherweise sind Lösung und Elektrolyse in diesen Fällen synchron.

(43) Ich wurde nun veranlaſst, noch andere Substanzen als Phosphor und Schwefel in der Gasbatterie zu versuchen, die wegen ihres Charakters bisher nicht als Volta'sche Erreger angewendet werden konnten; wenn meine Ansicht über die Flüchtigkeit des Phosphors und Schwefels richtig war, muſsten andere flüchtige Körper ähnlich wirken. Zunächst experimentirte ich mit *Kampher*. Ein Stück Kampher, 12,9 Gran wiegend, wurde in ähnlicher Weise wie der Phosphor (33) in Stickgas gebracht und mit Sauerstoff verknüpft. Mit dem Galvanometer geprüft, zeigte sich eine schwache Ablenkung, die indeſs anhaltend war. Ich hielt die Kette vier Monate lang geschlossen. Nach Verlauf dieser Zeit war die Flüssigkeit in der Sauerstoffröhre 0,3 Kubikzoll gestiegen. Das Stickgas, in welchem der Kampher hing, hatte sein Volum um 0,15 Kubikzoll vergröſsert. Der Kampher wog nun 11,4 Gran, allein es waren an der Wölbung der Röhre einige kleine Krystalle desselben zu entdecken, so daſs der Gewichtsverlust gröſser als der von der Volta'schen Action herstammende seyn muſste.

(44) Die Kleinheit der dem Stickgase hinzugetretenen Gasmenge verhinderte eine genaue Analyse derselben. Sie reichte jedoch hin, um mich glauben zu lassen, daſs sie ein Kohlenwasserstoff war, und nun suchte ich sie in gröſserer Menge darzustellen. Ich befestigte ein Stück Kampher und ein Stück Platinschwamm an einem und demselben Platindraht und brachte nun diesen in eine über destillirtem Wasser mit Stickgas gefüllte Röhre. Nach Verlauf von drei Monaten hatte sich das Gas um 0,1 Kubikzoll vergröſsert. Dieſs zeigt, daſs der Kampherdampf bei gewöhnlicher Temperatur durch die katalytische Action des Platins zersetzbar ist, und daſs die Wirkung in der Stickstoffzelle der Gasbatterie nicht von einer Volta'schen Action herrührte. Allein der Versuch gab mir von dem Gase keine hinlängliche Menge zur Analyse.

(45) Ich nahm daher meine Zuflucht zu dem Apparat Fig. 17, Taf. III; darin ist *a* ein umgekehrtes Probeglas, *b* ein Platinnapf mit einem Nadelloch im Boden zum Abfluſs und auf einem elfenbeinernen Gestelle stehend, *cc* zwei dicke Platindrähte, *d* ein Gewinde von feinem Platindraht. In *b* wurde der Kampher gebracht, das mit destillirtem Wasser gefüllte Glas *a* darüber gestülpt, und bis zu einer etwas unter dem Napfe befindlichen Marke mit reinem Stickgas gefüllt. Endlich verknüpfte man die Drähte *w, w'* mit einer Volta'schen Batterie von zureichender Stärke, um den Draht *d* in volles Glühen zu versetzen.

(46) Nachdem der Draht glühte, vergröſserte sich allmälig das Gasvolum; als es sich verdoppelt hatte, wurde das Gas untersucht. Es roch sehr unangenehm, ähnlich dem Steinkohlengase, und brannte mit blauer, schwach gelb gefärbter Flamme. In ein Eudiometer von der zuvor beschriebenen Form gebracht [1]) und mit Wasserstoff gemengt, erlitt es keine Veränderung. Zwei Volume desselben, gemengt mit einem Volum Sauerstoff, zogen sich um ein Sechstel des Gesammtvolums zusammen, und darauf mit Kalkwasser geschüttelt, noch um zwei Sechstel, dabei die Röhre mit einer Kruste von kohlensaurem Kalk auskleidend. Der Rückstand war Stickgas. Offenbar war also der Kampherdampf durch den glühenden Draht in Kohlenwasserstoff und Kohlenoxyd zersetzt. Die Analogie ist zu direct, um irgend zweifeln zu lassen, daſs diese Gase auch bei den Versuchen (43) und (44) durch den Einfluſs des Platinblechs und des Platinschwamms erzeugt worden waren.

Der Apparat Fig. 18, Taf. III giebt ein sehr bequemes Mittel zur Zersetzung flüchtiger Kohlenwasserstoffe und vielleicht anderer Substanzen.

(47) Nun wurden Portionen von Terpenthin- und

1) *Phil. Mag.* August 1841, *p.* 99 und *Phil. Transact.* 1843, *p.* 105 (S. Ann. Bd. 71, S. 194.).

Cassiaöl in Näpfe wie Fig. 15 gebracht, gewägt und auf die in (42) beschriebene Weise in der weiten Röhre einer Gasbatterie einer Atmosphäre von Stickgas ausgesetzt. Sie gaben eine sehr entschiedene Ablenkung, wobei sich der Stickstoff wie Zink verhielt. Die Ablenkung war dauernd, und die Flüssigkeit stieg in den Sauerstoffröhren; allein der Betrag des Steigens war zur Zeit der Abfassung dieses Aufsatzes noch zu gering, um aus dem Gewichtsverlust ein brauchbares Resultat abzuleiten [1]).

(48) Alkohol und Aether, auf ähnliche Weise behandelt, gaben bedeutende Volta'sche Wirkung. Beim Alkohol war sie, wegen seiner gröſseren Löslichkeit in Wasser, wahrscheinlich am stärksten.

(49) Der Vorgang in den Versuchen (43) und (47) ist sonderbar. Es scheint, daſs das Platin in der Stickstoffröhre zuerst den Kohlenwasserstoffdampf zersetze [2]), und daſs dann dasselbe Platin mit der damit verknüpften Platte die getrennten Bestandtheile wiederum mit Sauerstoff verbinde. Beim Versuch (42) geschieht die Zersetzung schneller als die Wiedervereinigung, wie sich in der That aus der Abwesenheit des Widerstands des Elektrolyten im ersten Falle erwarten läſst, und dadurch erfolgt die Vermehrung des Gases in der Stickstoffröhre.

(50) Die Wirkung der obigen flüchtigen Substanzen verstärkt durch Analogie den (35) ausgesprochenen Satz, daſs der starre Phosphor bei gewöhnlicher Temperatur und der geschmolzene Schwefel als flüchtige Sub-

1) Dec. 1845. — Das Steigen der Flüssigkeit war langsam, aber anhaltend, und die Galvanometernadel wich schwach ab; im Terpenthinöl betrug das Steigen = 0,7 Kubikzoll, im Cassiaöl = 0,5. Wegen Unregelmäſsigkeit der Absorption und Verdampfung gaben aber die Gewichte keine Auskunft über den aequivalenten Verbrauch. So hatte das Terpenthinöl 0,7 Gran verloren und das Cassiaöl 0,05 Gran gewonnen.

2) Ich gebrauche dieses Wort hier wie im Titel, um Umschreibungen zu vermeiden; es ist für viele dieser Körper nicht ganz richtig.

stanzen betrachtet werden müssen. Die Gesammtheit dieser Versuche dient auch zum Erweise, daſs das Galvanometer ein empfindlicher Anzeiger und in einigen Fällen ein Messer der Verflüchtigung ist.

(51) So wie die Gasbatterie, wie in dem vorhergehenden Aufsatz gezeigt worden ist, uns in den Stand setzt, Gase, welche früher nicht als Volta'sche Erreger gebraucht wurden, auf ihre elektro-chemischen Beziehungen zu untersuchen, so eröffnet sie durch die in diesem Aufsatz auseinandergesetzten Mittel ein Feld zur Erforschung der Volta'schen Relationen und quantitativen elektro-chemischen Combinationen von starren und flüssigen Substanzen, die wegen ihrer physischen Eigenschaften bisher noch nicht auf den Listen der Volta'schen Relationen verschiedener Substanzen angetroffen wurden und folglich in gewissem Grade eine Lücke (*blank*) in der chemischen Theorie (könnten wir nicht sagen: dem Gesetz?) der Volta'schen Säule bildeten. Diese Resultate, vereint mit den früher aufgestellten Tafeln über elektro-chemische Relationen, liefern bei den groſsen Verbesserungen, die neuerlich von Hrn. Wheatstone und Anderen an den Apparaten zur Messung dieser Relationen angebracht sind, alle Hoffnung, daſs wir zuletzt genaue Maaſse der Affinität erhalten werden. Ich gebe die folgende Tafel als eine angenäherte Liste, ohne die Grade der Intensität ausdrücken zu wollen, die nur durch eine sorgfältige, ausschlieſslich diesem Gegenstand gewidmete Reihe von Untersuchungen bestimmt werden können.

(52)

Chlor.
Brom.
Jod.
Hyperoxyde.
Sauerstoff.
Stickstoffoxyd.
Kohlensäure.
Stickstoff.
Metalle, welche das Wasser unter gewöhnlichen Umständen nicht zersetzen.
Kampher.
Aetherische Oele.
Oelbildendes Gas.

Aether.	Kohlenoxyd.
Alkohol.	Wasserstoff.
Schwefel.	Metalle, welche Wasser zersetzen.
Phosphor.	

Wiewohl Kohlenoxyd und Stickstoff neutral zu seyn scheinen und folglich den das Wasser nicht zersetzenden Metallen, als den Knoten- oder Nullpunkt der Tafel bildend, beigesellt werden könnten, so habe ich sie doch, wegen ihrer eigenthümlichen, in (29) und (30) beschriebenen Wirkung, über diese Metalle gestellt [1]).

(53) Die in dem gegenwärtigen und früheren Aufsatz enthaltenen Resultate, glaube ich, werden hinreichend das durch die Gasbatterie eröffnete Feld der Untersuchungen bezeichnen, ein Feld, welches natürlich unendlich ausgedehnt werden kann. Ich habe niemals die Gasbatterie für ein practisches Mittel zur Erzeugung der Volta'schen Kraft gehalten, obwohl Einige, wegen meiner früheren Untersuchungen, welche in die Salpetersäure-Batterie ausliefen, geglaubt haben, ich hätte die Gasbatterie zu solchen Zwecken vorgeschlagen. Es giebt jedoch eine Form der Gasbatterie, welche ich hier beschreiben will, die mir, wo eine continuirliche Intensität oder elektromotorische Kraft erforderlich, die Quantität der Elektricität aber ganz unwesentlich ist, einige Vorzüge vor jeder andern bisher construirten Batterie zu besitzen scheint und überdieſs, unabhängig von jeder practischen Anwendung, wegen der dabei stattfindenden eigenthümlichen Umstände, nicht ohne Interesse ist. Man sieht sie abgebildet in Fig. 18 und 19, Taf. III.

AA' ist eine lange Glasröhre, mit einer Reihe daran sitzender offener Schenkel. Die Hauptröhre oder der Kanal endigt bei *A* mit einem Stöpsel und bei *A'* in einem

1) Ich bin kürzlich auf die Schwierigkeit aufmerksam geworden, die Grotthus'sche Theorie mit vielen der Combinationen bei der Gasbatterie zu vereinbaren, und habe diese Schwierigkeit im *Philosophical Magazine*, *Nov.* 1845, ausgesprochen.

Trichter, wie es die Figur zeigt. In eine Reihe von Gläsern BB' sind Platindrähte eingekittet mit daran sitzenden Streifen von platinirtem Platinblech, zwei in jedem Glase, von denen der eine 4 Zoll lang und 0,5 Zoll breit, der andere aber 1,5 Zoll lang und 1 Zoll breit ist. Die Streifen der ersteren Art sind niedriger gestellt als die letzten, so daſs, wenn die Gläser mit Flüssigkeit gefüllt werden, die Oberfläche derselben die ersteren eben bedeckt und die letzteren halbirt. Das letzte Glas B' hat kein Platin. Diese Platinstreifen sind durch äuſsere Drähte metallisch mit einander verbunden, der schmale einer Zelle mit der breiten der nächsten, und so fort durch die ganze Reihe. Nachdem man die Gläser bis zum oberen Ende der schmalen Platinstreifen mit gesäuertem Wasser gefüllt hat, legt man ein Stück Zink, mit einer Unterlage versehen, in das Glas B', zieht den Stöpsel vom Ende A ab und senkt den Apparat AA' in die Gläser, so daſs die röhrenförmigen Schenkel den schmalen Platinstreifen in jedem Glase überstülpen. Die Schenkel füllen sich demgemäſs mit der Flüssigkeit, und die Hauptröhre bleibt voll atmosphärischer Luft. Die letztere wird allmälig durch den vom Zink aufsteigenden Wasserstoff verdrängt, und dieser Wasserstoff wird wegen der Krümmung bei A seine Stelle behaupten. Wenn man glaubt, daſs die Luft gröſstentheils ausgetrieben sey, wird der Stöpsel, mit etwas Fett bestrichen, bei A wieder aufgesetzt. Der Wasserstoff geht nun rasch in allen Schenkeln hinab, bis das Zink bloſsgelegt ist, wo er dann stehen bleibt.

Wir haben nun eine Gasbatterie, deren Enddrähte die gewöhnlichen Volta'schen Wirkungen geben, indem die atmosphärische Luft eine unerschöpfliche Quelle von Sauerstoff ist, und der Wasserstoff, so wie es erforderlich ist, erneut wird, wenn die Flüssigkeit steigt und das Zink berührt. Versieht man sie, wenn's nöthig ist, mit frischem Zink, so hat man eine sich selbst ladende Batterie, welche einen continuirlichen Strom liefert. Nie-

mals sind neue Platten nöthig, niemals wird der Elektrolyt gesättigt, und er bedarf keines andern Ersatzes als den für die unbedeutende Verdampfung, welcher indeſs, wenn die Batterie in Thätigkeit ist, durch das neu gebildete Wasser vermindert wird. In dem Fuſsgestell befindet sich eine Oeffnung mit Schieber, durch welche das Gefäſs *B'* erforderlichenfalls entfernt werden kann, um das Zink zu erneuern, ohne den übrigen Theil des Apparats zu stören. Diese Batterie würde eine elegante Stellvertreterin der Wasserbatterie sein, und sie, bei gleicher Zahl von Elementen, bedeutend an Intensität übertreffen. Sie wäre anwendbar zu Versuchen über langsame Krystallisation, möglicherweise auch zu Telegraphen. Ihre Construction ist schwierig und kostbar, allein hernach ist sie von allen bisher bekannten die dauerhafteste, leichteste zu laden und freieste von localer Action. Ich habe eine von 10 Zollen construirt (Fig. 19, Taf. III), welche Funken giebt, Wasser zersetzt etc. und immer zum Gebrauche bereit ist. Jede Zahl solcher Reihen kann durch Ansatzröhren mit einander verbunden werden; noch ökonomischer und gesicherter gegen die Gefahr des Zerbrechens würde es seyn, wenn man den Hauptkanal *AA'* von gefirniſstem Holz oder Porzellan nähme und Oeffnungen darin anbrächte, worin die einzelnen Glasröhren eingekittet wären.

London Institution, 1845, May 30.

III. *Ueber die Gesetze der Doppelbrechung des Quarzes;* *von James Mac Cullagh in Dublin.*

(*Transact. of the Roy. Irish. Academy, Vol. XVII. p.* 461. — Es iſt dieſs der Aufſatz, auf welchen Hr. Airy bei ſeinem Verſuch, die Wirkung des Magnetismus auf das Licht zu erklären, ſich neuerlich (Ann. Bd. LXX. S. 277) bezogen hat. *P.*)

Die successive durch die Untersuchungen von Arago, Biot, Fresnel und Airy entdeckten sonderbaren Gesetze der Doppelbrechung des Quarzes sind nur als eben so viele unabhängige Thatsachen bekannt; sie sind noch nicht durch irgend eine Art von Theorie mit einander verknüpft worden. Ich beabsichtige daher zu zeigen, wie diese Gesetze hypothetisch erklärt werden können, wenn man in die Gleichung für die Schwingungsbewegung Differentialcoëfficienten dritter Ordnung einführt.

Gesetzt, eine ebene Lichtwelle pflanze sich in einem Quarzkrystall fort. Seyen x, y, z die rechtwinklichen Coordinaten des schwingenden Theilchens, sey die Axe der z senkrecht auf der Ebene der Welle und die Axe der y senkrecht auf der Axe des Krystalls; sey auch angenommen, daſs die Schwingungen genau in der Wellenebene und folglich parallel der Ebene der xy geschehen. Bezeichnen dann ξ und η zu irgend einer Zeit t die Verschiebungen parallel respective den Axen der x und y, so wollen wir zur Erklärung der Gesetze des Quarzes die folgenden beiden Gleichungen annehmen:

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} = A\frac{d^2\xi}{dz^2} + C\frac{d^3\eta}{dz^3} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

$$\frac{d^2\eta}{dt^2} = A\frac{d^2\eta}{dz^2} - C\frac{d^3\eta}{dz^3} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Die Eigenthümlichkeiten dieses Krystalls hängen von der Constanten C ab. Wenn $C = 0$, so verschwindet der

dritte Differentialcoëfficient, und die Gleichungen kommen auf die gewöhnliche Form zurück, in welchem Zustand sie mit den gemeinen Gleichungen für einaxige Krystalle übereinstimmen. Setzt man also a für die Reciproke des ordentlichen Indexes, b für die Reciproke des auſserordentlichen, und φ für den Winkel, den die Axe der z mit der Axe des Krystalles bildet, so muſs man haben:

$$A = a^2 \qquad B = a^2 - (a^2 - b^2) \sin^2\varphi \; . \; . \; . \; . \quad (3)$$

dabei die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in der Luft zur Einheit genommen.

Nun müssen, wegen der Natur der Gleichungen (1) und (2), die Schwingungen elliptisch seyn. Setzen wir nämlich:

$$\xi = p \cos\left\{\frac{2\pi}{l}(st - z)\right\} \qquad \eta = q \sin\left\{\frac{2\pi}{l}(st - z)\right\} \; . \; . \quad (4)$$

wo p, q, s, l constante Gröſsen sind, so wird den Differentialgleichungen genügt seyn, wenn für s und den Quotienten $\frac{q}{p}$ geeignete Werthe genommen werden. Denn nachdem man die Werthe der durch Differentiation der Formeln (4) erhaltenen partiellen Differentialcoëfficienten in den Gleichungen (1) und (2) substituirt hat, findet man, daſs jedes Glied einer jeden Gleichung denselben *Sinus* oder *Cosinus* zum Factor hat. Läſst man daher die gemeinschaftlichen Factoren fort und macht $\frac{q}{p} = k$, so erhält man die folgenden zwei Bedingungsgleichungen:

$$s^2 = A - \frac{2\pi}{l} Ck \; . \; . \; (5) \quad ; \quad s^2 = B - \frac{2\pi}{l}\frac{C}{k} \; . \; . \; . \quad (6)$$

und zieht man letztere von ersterer ab, so kommt:

$$A - B + \frac{2\pi C}{l}\left(\frac{1}{k} - k\right) = 0 \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (7)$$

was durch Formel (3) wird:

$$k^2 - \frac{l}{2\pi C}(a^2 - b^2)\sin^2\varphi \, . \, k = 1 \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (8)$$

Legen wir nun diese Resultate aus. Aus den Formeln (4) ist klar, daſs s die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Welle von der Länge l ist, und daſs jedes schwingende Theilchen eine kleine Ellipse beschreibt, deren Halbaxen p und q parallel sind den Richtungen der x und y. Allein die Zahl k, welche das Verhältniſs der Halbaxen ausdrückt, hat zwei Werthe, deren einer die negative Reciproke des andern ist, wie aus Gleichung (8) erhellt, und jeder Werth von k hat einen entsprechenden, durch Gleichung (5) oder (6) bestimmten Werth von s. Es wird also zwei elliptisch polarisirte Wellen geben, die sich mit ungleichen Geschwindigkeiten bewegen, deren Axen aber in beiden Ellipsen dasselbe Verhältniſs haben, so jedoch, daſs die groſse Axe der einen mit der kleinen der andern zusammenfällt. Der Zeichen-Unterschied der beiden Werthe von k zeigt, daſs, wenn die Schwingung in der einen Welle von rechts nach links geht, sie in der andern von links nach rechts gehen wird. Diese Gesetze wurden von Hrn. Airy entdeckt.

Das Gesetz, nach welchem die Ellipticität der Schwingungen von der Neigung φ und von der Farbe des Lichtes abhängt, ist in der Gleichung (8) enthalten. Der Werth der Constanten C soll jetzt bestimmt werden. Einstweilen mag bemerkt seyn, daſs C eine Linie bedeutet, deren Länge, verglichen mit der Länge einer Welle, sehr klein ist.

Wenn $\varphi = 0$, geht das Licht längs der Axe des Krystalls. In diesem Falle haben wir $k^2 = 1$ und $k = \pm 1$, was zeigt, daſs zwei in entgegengesetzten Richtungen circular-polarisirte Strahlen vorhanden sind. Den Werth von s für jeden Strahl erhält man aus der Gleichung (5) oder (6), indem man successive $+1$ und -1 für k setzt. Nennt man diese Werthe s' und s'', so finden wir:

$$s'^2 = a^2 - 2\pi \frac{C}{l} \qquad s' = a\left(1 - \frac{\pi C}{a^2 l}\right); \quad . \quad . \quad (9)$$

$$s''^2 = a^2 + 2\pi \frac{C}{l} \qquad s'' = a\left(1 + \frac{\pi C}{a^2 l}\right); \quad . \quad . \quad (10)$$

Gesetzt, eine Quarzplatte habe zwei parallele Flächen senkrecht auf der Axe, und es falle ein in gegebener Ebene polarisirter Lichtstrahl senkrecht auf sie ein. Die einfallende geradlinige Schwingung kann zerfällt werden in zwei entgegengesetzt circulare Schwingungen, die mit verschiedenen Geschwindigkeiten durch den Krystall gehen und nach ihrem Austritt in die Luft wieder eine geradlinige Schwingung zusammensetzen, deren Richtung einen gewissen Winkel ϱ mit der Richtung der einfallenden Schwingung bildet, so daſs die Polarisationsebene um den Winkel ϱ, den sogenannten Drehungswinkel, gedreht zu seyn scheint. Dieser Winkel kann mittelst der vorstehenden Formeln bestimmt werden.

Setzt man ϑ für die Dicke der Krystallplatte, so wird die circular polarisirte Welle, deren Geschwindigkeit s' ist, in der Zeit:

$$\frac{\vartheta}{s'} = \frac{\vartheta}{a}\left(1 + \frac{\pi C}{a^2 l}\right)$$

durch sie gehen, und die Welle, deren Geschwindigkeit s'' ist, in der Zeit:

$$\frac{\vartheta}{s''} = \frac{\vartheta}{a}\left(1 - \frac{\pi C}{a^2 l}\right)$$

Wenn also δ den Unterschied der Zeiten bezeichnet, wird man haben:

$$\delta = \frac{2\pi C \vartheta}{a^3 l} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (11)$$

Da aber die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in der Luft zur Einheit genommen ist, werden Zeit und Raum durch dieselbe Gröſse bezeichnet seyn, und deshalb bedeutet δ, welches offenbar eine Linie ist, den Abstand zwischen den Fronten der beiden circular polarisirten Wellen bei ihren Austritte in die Luft. Denken wir uns bei diesem Abstand der Wellen von einander, in gleicher Tiefe von jeder, ein Theilchen seine Schwingungen vollbringend und einen Radius seines Kreises längs mit sich ziehend, so werden die beiden Radien in entgegen-

gesetzten Richtungen rotiren und einander immer in einer mit der einfallenden geradlinigen Schwingung parallelen Lage kreuzen. Seyen nun beide Reihen von Wellen so superponirt, daſs sie jedes Theilchen durch ihren gemeinschaftlichen Effect afficiren, so ist klar, daſs, wenn der Radius vector der einen componirenden Schwingung die eben erwähnte Lage erreicht, der Radius vector der andern von ihm getrennt seyn wird durch einen Winkel $=\frac{2\pi\delta}{\lambda}$, wo λ die Wellenlänge in Luft ist. Die resultirende geradlinige Schwingung wird diesen Winkel halbiren, und daher wird ϱ, der Drehungswinkel, gleich seyn $=\frac{\pi\delta}{\lambda}$. Substituirt man also für δ seinen Werth, und erwägt, daſs l, die Wellenlänge im Quarz, gleich ist $a\lambda$, so findet man:

$$\varrho=\frac{2\pi^2 C\vartheta}{a^4\lambda^2} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (12)$$

oder das experimentelle Biot'sche Gesetz, daſs der Drehungswinkel sich direct verhält wie die Dicke des Krystalls, und umgekehrt wie das Quadrat der Wellenlänge für irgend eine besondere Farbe. Aendert man das Zeichen von C, so erhält man eine gleiche Drehung in entgegengesetzter Richtung. Und hier mag bemerkt seyn, daſs C in allen vorhergehenden Gleichungen negativ gemacht werden kann, wenn nur seine Gröſse sich nicht ändert. Es giebt zwei Arten von Quarz, rechts- und linksgewundene, unterschieden durch das Zeichen von C.

Der Drehungswinkel für eine gegebene Farbe und Dicke ist aus Hrn. Biot's Versuchen bekannt. Man kann daher den Werth von C mittelst der letzten Formel finden, und setzt man diesen Werth in die Gleichung (8), so ist man im Stande, k zu berechnen, wenn φ und l gegeben sind. Nun hat Hr. Airy durch eine sehr sinnreiche Beobachtungsmethode die Werthe von k in rothem Lichte für zwei verschiedene Werthe von φ

bestimmt [1]), und natürlich müssen wir diese beobachteten Werthe von k mit den unabhängigen Resultaten der Theorie vergleichen. Da Hr. Airy seine Versuche mit rothem Lichte machte, so werden wir zum Gegenstand unserer Rechnungen den rothen Strahl nehmen, welcher im Fraunhofer'schen Spectrum mit dem Buchstaben C bezeichnet ist. Für diesen Strahl hat Fraunhofer die Länge λ, ausgedrückt in Theilen des englischen Zolls, $=0{,}0000258$ gegeben, und Rudberg hat $a=0{,}64859$, $b=0{,}64481$ gefunden. Aus den Versuchen des Hrn. Biot geht hervor, daſs der Drehungsbogen, erzeugt durch die Dicke eines Millimeters, für den gewählten Strahl etwas mehr als 19° beträgt, so daſs der Bruch $\frac{1}{3}$ sehr nahe als Ausdruck der Länge dieses Bogens in einem Kreise, dessen Radius eins ist, genommen werden kann. Wir haben deshalb $\vartheta=0{,}03937$ Zoll und $\varrho=0{,}333$. Diese Werthe in der aus (12) abgeleiteten Gleichung

$$\frac{l}{2\pi C}=\frac{\pi\vartheta}{a^3\lambda\varrho}$$

substituirend, finden wir:

$$\frac{l}{2\pi C}=52710$$

woraus erhellt, daſs C ungefähr zwanzigtausend Mal kleiner ist als der millionte Theil eines Zolls.

Da ferner $a^2-b^2=0{,}00489$, so haben wir:

$$\frac{l}{2\pi C}(a^2-b^2)=258$$

so daſs Gleichung (8) wird:

$$k^2-258\sin^2\varphi\,.\,k=1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

Die Resultate dieser Formel, verglichen mit Hrn. Airy's Formel, enthält die folgende Tafel, in welcher die kleinste Wurzel für k genommen und ihr Zeichen vernachlässigt worden ist.

1) *Transact. of the Cambridge Phil. Soc. Vol. IV. p.* 205. (Ann. Bd. 23, S. 268.)

Werthe von φ.	Werthe von k beobachtet.	Werthe von k berechnet.
6° 15′	$tang$ 16° 38 = 0,2987	0,2980
8 54	$tang$ 8 56 = 0,1572	0,1579

Die Winkel φ in der ersten Columne sind aus den beobachteten Neigungen der Strahlen in der Luft gegen die Axe des Krystalles hergeleitet, und da k etwas verschieden für die ordentlichen und auſserordentlichen Strahlen beobachtet wurde, so sind in der zweiten Columne die Mittelwerthe gegeben worden. Die genaue Uebereinstimmung zwischen diesen und den berechneten Werthen ist vielleicht zufällig, allein schon eine geringere Uebereinstimmung würde hinreichend seyn, die Theorie zu bestätigen.

Die Gröſse von k verändert sich bedeutend mit der Farbe des Lichts, wächst vom Rothen zum Violetten, während der Coëfficient von $sin^2 \varphi . k$ in der Formel (13) abnimmt. Nimmt man z. B. den violetten Strahl H, so wird dieser Coëfficient etwa 159 seyn. Allein es würde nutzlos seyn, mehr Berechnungen zu machen, da wir keine Versuche haben, mit denen sie verglichen werden könnten.

Es bleibt nun noch die Gestalt der Wellenfläche zu untersuchen. Eliminirt man k zwischen den Gleichungen (5) und (6), so entsteht die Gleichung:

$$(s^2 - A)(s^2 - B) = 4\pi^2 \frac{C^2}{l^2} \quad . \; . \; . \; . \quad (14)$$

welche die Natur der Fläche ausdrückt, da s ein Perpendikel vom Anfangspunkt auf eine Tangentialebene ist. Aus dieser Gleichung folgt, daſs die beiden Werthe von s niemals im Quarze gleich werden können, wie sie es in andern Krystallen thun; denn wenn wir die Gleichung für s^2 auflösen und die Wurzelgröſse gleich Null setzen, erhalten wir die Bedingung

$$(A - B)^2 + 16\pi^2 \frac{C^2}{l^2} = 0$$

welcher nicht genügt werden kann, da die Gröſse, welche

verschwinden müſste, die Summe zweier Quadrate ist. Die beiden Stücke (*sheets or nappes*) der Wellenfläche sind daher absolut getrennt.

Es wird gewöhnlich angenommen, daſs einer der Strahlen nach dem ordentlichen Gesetze gebrochen werde; allein dies ist nicht der Fall, da keiner der Werthe von s constant ist. Indeſs mag der Strahl, welcher die gröſsere Geschwindigkeit besitzt (denn a ist gröſser als b), immerhin, der Bequemlichkeit wegen, der ordentliche Strahl genannt werden. Von den beiden Wurzeln der Gleichung (8) entspricht die eine, k_o, deren Zahlenwerth, vorausgesetzt, daſs φ nicht verschwinde, kleiner als Eins ist, diesem Strahle. Wenn C positiv ist, ist k_o negativ, und wenn C negativ ist, ist k_o positiv. Durch die Formeln (5) und (6) haben wir also in beiden Arten vom Quarze $s_o^2 > A$ und $s_e^2 < B$, wo s_o und s_e die respectiven Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der ordentlichen und auſserordentlichen Wellen bezeichnen. Denken wir uns also eine Kugel vom Radius a, deren Centrum im Anfangspunkt liegt, und concentrisch damit ein abgeplattetes Sphäroïd, dessen halbe Umdrehungsaxe auch gleich a und parallel der Axe des Krystalles ist, während der aequatorale Radius gleich b ist, so wird das ordentliche Stück (*nappe*) der Wellenfläche ganz auſserhalb der Kugel fallen, und das auſserordentliche Stück ganz innerhalb des Sphäroïds, mag nun der Krystall rechts oder links gewunden seyn. Hinsichtlich der kleinen Ellipse, in welcher die Schwingungen geschehen, und deren mit x und y parallelen Halbaxen respective durch p und q vorgestellt werden, so ist klar, daſs bei der ordentlicen Welle $p > q$, weil $k_o < 1$, und bei der auſserordentlichen Welle $p < q$. Wenn C verschwindet, verschwindet auch die kleine Axe jeder Ellipse, und die Strahlen werden geradlinig polarisirt; die ordentlichen Schwingungen werden parallel der Richtung der x, und die auſserordentlichen parallel der der y. Dieſs ist genau, was geschehen müſste in der Voraussetzung, daſs die

die Schwingungen des eben-polarisirten Strahls parallel sind seiner Polarisationsebene [1]); eine Voraussetzung, welche bei Entwerfung der Fundamentalgleichungen (1) und (2) im Auge gehalten wurde.

Um genau zu zeigen, wie die beiden Arten von Quarz durch das Zeichen von C zu unterscheiden seyen, müssen wir den Coordinataxen bestimmte Richtungen geben. Zu dem Ende sey angenommen, die Ebene der xy liege horizontal und es sey in ihr aus dem Anfangspunkt O ein Kreis gezogen. Der Nord-, Ost- und Südpunkt dieses Kreises sey respective mit N, E, S bezeichnet. Die Richtung der $+x$ sey gen Ost von O nach E, die der $+y$ gen Nord von O nach N, und die der $+z$ senkrecht herunter. Das Licht gehe durch den Krystall ebenfalls herunter, und die Wellenebene bewege sich, wie zuvor, parallel der Ebene der xy. Dann wird der Krystall rechts- oder linksgewunden seyn, je nachdem C positiv oder negativ ist. Denn wenn C positiv ist, wird k_o negativ seyn, und die Formeln (4) werden, indem sie das Zeichen von k_o zeigen, für die ordentliche Schwingung

$$\xi = p \cos\left\{\frac{2\pi}{l}(st-z)\right\} \quad ; \quad \eta = -k_o p \sin\left\{\frac{2\pi}{l}(st-z)\right\}; \quad (15)$$

und für die auſserordentliche Schwingung

$$\xi = k_o q \cos\left\{\frac{2\pi}{l}(st-z)\right\}; \quad \eta = q \sin\left\{\frac{2\pi}{l}(st-z)\right\}; \quad . \quad (16)$$

1) Ueber diesen Punkt giebt es zwei sehr verschiedene Ansichten. Fresnel nahm bekanntlich an, daſs die Schwingungen eines eben-polarisirten Strahls winkelrecht auf seiner Polarisationsebene seyen; wogegen sie nach Hrn. Cauchy, dem ich gefolgt bin, dieser Ebene parallel sind. Ich bin veranlaſst, die letztere Annahme zu gebrauchen, weil es mir mittelst Hypothesen, die auf ihr beruhen, geglückt ist, die Gesetze der Reflexion von Krystallflächen zu entdecken, Gesetze, welche die von Fresnel für gewöhnliche Mittel entdeckten als besonderen Fall einschlieſsen. Die erwähnte Hypothese, nebst einigen ihrer Resultaten, sind im *Phil. Mag.* (1836) *Vol. VIII*, *p.* 103, in einem Briefe an Sir David Brewster veröffentlicht. Siehe auch *Vol. VII* (1835), *p.* 295, desselben Journals. (Siehe auch diese Ann. Bd. 38, S. 276.)

Gesetzt nun, der Bogen $\frac{2\pi}{l}(st-z)$ verschwinde entweder oder werde ein Vielfaches des Umfangs, so wird das Theilchen im Ostpunkt seiner Schwingung seyn; und wenn die Zeit ein wenig zunimmt, wird der Werth von η in (15) negativ und in (16) positiv werden, so daſs die Bewegung im ersten Fall südwärts und im zweiten nordwärts seyn wird. Wenn also C positiv ist, geschieht die ordentliche Schwingung in der Richtung NES oder von links nach rechts, und die auſserordentliche in der Richtung SEN oder von rechts nach links, angenommen der Zuschauer sehe in der Richtung der Fortpflanzung des Lichts. Ebenso läſst sich zeigen, daſs, wenn C negativ ist, die ordentlichen und auſserordentlichen Vibrationen in den Richtungen SEN und NES geschehen oder respective von rechts nach links und von links nach rechts. Wenn sich nun ein eben-polarisirter Strahl längs der Axe des Krystalles fortpflanzt, wird die Polarisationsebene in die Richtung der ordentlichen Schwingung gedreht seyn, weil diese Schwingung, als schneller fortgepflanzt, beim Austritt aus dem Krystall der anderen vorauseilt. Die Drehung ist also von links nach rechts, wenn C positiv ist, und von rechts nach links, wenn C negativ ist; im ersten Fall wird der Krystall ein rechtsgewundener, im zweiten ein linksgewundener genannt.

Wir haben bisher vorausgesetzt, C sei eine constante Gröſse, und die Uebereinstimmung unserer Resultate mit der Erfahrung zeigt, daſs diese Voraussetzung wenigstens in der Nachbarschaft der Axe sehr nahe richtig ist. Es ist jedoch wahrscheinlich, nicht nur daſs C mit φ variire, sondern auch daſs es in den Gleichungen (1) und (2) ungleich werde, d. h. daſs die Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} \frac{d^2\xi}{dt^2} &= A\frac{d^2\xi}{dz^2} + C\frac{d^3\eta}{dz^3} \\ \frac{d^2\eta}{dt^2} &= B\frac{d^2\eta}{dz^2} - C'\frac{d^3\eta}{dz^3} \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots \quad (17)$$

worin C' etwas verschieden von C ist, richtiger seyen würden als die früher angenommenen. In der That scheinen Hrn. Airy's Versuche anzudeuten, daſs C' gröſser ist als C; denn er fand, wie schon gesagt, daſs das Axenverhältniſs der kleinen Ellipse, die von einem schwingenden Theilchen beschrieben wird, etwas verschieden ist für die beiden Strahlen, für den ordentlichen Strahl der Gleichheit näher kommt als für den auſserordentlichen. Gehen wir nun von den Gleichungen (17) aus, statt von denen (1) und (2), und verfahren sonst ganz wie zuvor, so gelangen wir zu der Formel

$$k^2 - \frac{l}{2\pi C}(a^2 - b^2)\,sin^2\varphi\,.\,k = \frac{C'}{C}$$

statt zur (8). Die Gröſse $\frac{C'}{C}$ wird gröſser als eins seyn, wenn C' gröſser als C ist, und der Werth von k_o wird gröſser als zuvor. Dieſs scheint den von Hrn. Airy beobachteten Unterschied der Verhältnisse zu erklären.

Es ist wohl zweckmäſsig, kurz die Betrachtungen anzugeben, welche zu der vorhergehenden Theorie geführt haben. Mit dem einfachen Fall eines längs der Axe fortgehenden Strahls beginnend, war das Erste, was erklärt werden muſste, das Biot'sche Gesetz, daſs der Drehungswinkel umgekehrt variirt wie das Quadrat von l oder λ. Fresnel, der zuerst die Drehungsphänomene auf eine Interferenz von zwei circular polarisirten Wellen zurückführte, hat nun bemerkt, daſs der Abstand δ zwischen diesen Wellen, bei ihrem Austritt aus dem Krystall, sich umgekehrt wie l verhalten muſs, wenn der Drehungswinkel sich umgekehrt wie l^2 verhält. Diese Bemerkung brachte mich auf die Idee, den Gleichungen der gewöhnlichen Theorie Glieder hinzuzufügen, welche die dritten Differential-Coëfficienten der Verschiebungen enthalten [1]), denn es war einleuchtend, daſs solche zusätz-

1) „Die sonderbare Relation zwischen dem Verzögerungs-Intervall (δ) und der Wellenlänge (l) scheint der einzige Knäuel für die Beseiti-

lichen Glieder in dem Werthe von s^2 einen Theil geben würden, der umgekehrt l proportional sein würde. Es war auch klar, daſs der dritte Differentialcoëfficient von ξ mit dem zweiten Differentialcoëfficienten von η combinirt werden muſste, und der dritte von η mit dem zweiten von ξ, damit, nach Substitutionen, wie die bei Herleitung der Formeln (5) und (6) angezeigten, die *Sinus* und *Cosinus* durch Division verschwänden, und der Werth von s^2, wie er es muſs, unabhängig würde von der Zeit. Diese Art des Folgerns leitete mich für den Fall eines längs der Axe fortgehenden Strahls zur Annahme der Gleichungen:

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} = a^2 \frac{d^2\xi}{dz^2} + C \frac{d^3\eta}{dz^3} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (19)$$

$$\frac{d^2\eta}{dt^2} = a^2 \frac{d^2\eta}{dz^2} + D \frac{d^3\xi}{dz^3} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (20)$$

und als ich in diesen Gleichungen die Werthe der Differentialcoëfficienten substituirte, die durch Differentiation der Formeln

$$\xi = p \cos \left\{ \frac{2\pi}{l}(st - z) \right\} \quad , \quad \eta = \pm p \sin \left\{ \frac{2\pi}{l}(st - z) \right\}$$

erhalten werden, Formeln, die eine Circularvibration ausdrücken (von rechts nach links oder von links nach rechts, je nach dem Zeichen des zweiten p), war das Resultat aus (19):

$$s^2 = a^2 \mp \frac{2\pi}{l} C$$

und aus (20):

$$s^2 = a^2 \pm \frac{2\pi}{l} D,$$

welches zeigte, daſs $D = - C$, da die Werthe von s, welche derselben Circularvibration entsprechen, gleich seyn

gung dieser Schwierigkeit zu seyn." — *Report on physical Optics by Professor Lloyd* (*Fourth Report of the British Association, p.* 409). — Durch das Lesen dieses Berichtes kam Fresnel's Bemerkung über die Relation zwischen δ und l zuerst zu meiner Kenntniſs.

muſsten. Der Uebergang von diesem einfachen Fall zu dem eines gegen die Axe unter einem gegebenen Winkel φ geneigten Strahls war leicht gemacht, indem man das doppelbrechende Gefüge des Krystalls in Rechnung nahm. Dieſs geschah durch die Annahme, daſs ξ und η parallel den Hauptrichtungen in der Wellenebene seyen, und durch Veränderung von a^2, Gleichung (20), in $a^2 - (a^2 - b^2) \sin^2 \varphi$. So wurden die Fundamentalgleichungen (1) und (2) erhalten.

IV. *Ueber die Reflexion an Metallen; von Hrn. J. Jamin.*

(*Ann. de chim. et de phys. Ser. III. T. XIX, p.* 296.)

In einer in der *Philosophical Transactions* für 1830 veröffentlichten merkwürdigen Abhandlung hat der Dr. Brewster die Aufmerksamkeit der Physiker auf die bei der Reflexion an Metallen eintretenden Erscheinungen hingelenkt [1]), und ohne die Natur der dabei dem Lichte eingeprägten Modificationen zu ermitteln, hat er Versuche angestellt, welche ihm einige isolirte Gesetze entdecken lieſsen, von denen er keine theoretische Erklärung gab. Seit jener Zeit ist die Reflexion an Metallen Gegenstand fortgesetzter Studien geworden, einerseits mathematischer, von denen wir noch weiterhin zu sprechen Anlaſs haben, andrerseits experimenteller, die nicht zahlreich genug, um das Problem vollständig zu lösen, oft in Bezug auf Genauigkeit viel zu wünschen übrig lassen und nach sehr complicirten Messungsmethoden angestellt sind. In der Absicht eben, die Methoden zu vereinfachen und die Untersuchungen zu erweitern, habe ich die folgende Arbeit unternommen. Ehe ich zu ihr übergehe, will ich

1) Siehe Ann. Bd. 21, S. 219. *P.*

die einfachsten und allgemeinsten der von Hrn. Brewster entdeckten Gesetze aufzählen:

1) Läſst man einen polarisirten Strahl im Azimut 0° oder 90° beliebig oft an einem Metalle reflectiren, so ist er nach der Reflexion immer in derselben Ebene polarisirt.

2) Jeder andere vor der Reflexion nach einem anderen Azimut polarisirte Strahl wird durch die Wirkung des Metalls theilweis depolarisirt.

3) Läſst man ein natürliches Lichtbündel auf einen Metallspiegel fallen, so wird er unter keiner Incidenz durch die Reflexion polarisirt, und er zeigt, bei Untersuchung mit einem Polariskop, die Erscheinungen eines partiell polarisirten Strahls. Ueberdieſs hat Hr. Brewster bemerkt, und dieſs ist wichtig, daſs es eine gewisse Incidenz giebt, bei welcher das Verhältniſs des durch Reflexion polarisirten Lichts am gröſsten ist. Diese Incidenz ist *Winkel des Polarisationsmaximums* genannt worden.

4) Wird polarisirtes Licht mehrmals beim Winkel des Polarisationsmaximums an parallelen Metallspiegeln reflectirt, so stellt sich die Polarisation nach einer geraden Zahl von Reflexionen wieder her.

5) Endlich wird der reflectirte Strahl nach einer geraden oder ungeraden Zahl von Reflexionen wieder polarisirt unter vielen Incidenzen, deren Gesetze noch zu ermitteln sind.

Da jeder vor der Incidenz nach irgend einer Ebene polarisirte Strahl in zwei andere nach den Azimuten 0° und 90° polarisirte zerlegt werden kann, und diese, Hrn. Brewster zufolge, bei der Reflexion ihr Azimut nicht verändern, so wird der reflectirte Strahl immer bestehen aus der Ueberdeckung zweier nach diesen Hauptazimuten polarisirten Strahlen, und sein Schwingungszustand wird bekannt sein, wenn man zuvor die Modificationen untersucht hat, welche die componirenden Strahlen bei ihren Reflexionen erleiden. Die erste Aufgabe, die wir

uns stellen müssen, ist also die: die Umwandlungen zu untersuchen, welche nach den Hauptazimuten polarisirte Strahlen bei der Reflexion erleiden.

Jeder polarisirte Strahl nun, der, ohne seine Polarisation zu verlieren oder sein Azimut zu ändern, irgend eine Einwirkung erleidet, kann keine Aenderung erfahren als in der Phase oder in der Intensität. Wir haben also zu untersuchen, ob diese Modificationen eintreten und nach welchen Gesetzen sie für zwei Strahlen geschehen, von denen der eine im Azimut 0° und der andere im Azimut 90° polarisirt ist. Wir beginnen dieses Studium mit der Bestimmung der Intensitäten.

I. Messung der Intensitäten des an Metallen reflectirten Lichts.

Läſst man Strahlen, polarisirt nach den Azimuten 0° und 90°, auf eine Glasplatte fallen, so werden die Intensitäten der reflectirten Bündel durch die Fresnel'schen Formeln

$$J'^2 = \frac{\sin^2(1-r)}{\sin^2(1+r)} \qquad I'^2 = \frac{\tang^2(1-r)}{\tang^2(1+r)}$$

vorgestellt. Diese von den HH. Arago und Brewster bestätigten Formeln sind bisher immer von den Physikern angenommen worden. Sie werden uns bei Messung der von den Metallen reflectirten Lichtmengen I^2 und J^2 als Ausgangspunkt dienen; es genügt dazu, einerseits I^2 und I'^2, andrerseits J^2 und J'^2 zu vergleichen.

Um diesen Vergleich zu machen, bringe man zwei Platten, die eine von Glas, die andere von Metall, so mit einander in Contact, daſs die polirten Oberflächen beider in einer selben Ebene liegen, und die beiden Platten eine einzige reflectirende Fläche bilden, von deren Theilen der eine aus Glas, der andere aus Metall besteht. Dann lasse man an der Mitte dieser Doppelplatte einen in der Einfallsebene polarisirten Strahl reflectiren, so daſs die eine Hälfte des Strahls vom Glase, die an-

dere vom Metall reflectirt wird. Beide werden im Azimut 0° polarisirt bleiben und beim Durchgang durch ein doppelbrechendes Prisma, dessen Hauptschnitt mit der ursprünglichen Polarisationsebene zusammenfällt, nur ein einziges Bild geben. Drehen wir aber dieses Prisma um einen Winkel β, so erhalten wir sowohl von dem am Glase, als von dem am Metall reflectirten Bündel ein ordentliches und ein auſserordentliches Bild, mithin vier Bilder, deren Intensitäten seyn werden:

	Metall.	Glas.
O	$J^2 \cos^2 \beta$	$J'^2 \cos^2 \beta$
E	$J^2 \sin^2 \beta$	$J'^2 \sin^2 \beta$

Wenn β sich ändert, so erleiden die ordentlichen und auſserordentlichen Bilder entgegengesetzte Intensitätsveränderungen, und es giebt immer einen besonderen Werth von β, welcher das ordentliche Bild des Metalls dem auſserordentlichen des Glases gleich macht.

Man hat in diesem Falle:

$$J^2 \cos^2 \beta = J'^2 \sin^2 \beta,$$

und ersetzt man J'^2 durch seinen aus den Fresnel'schen Formeln gezogenen Werth:

$$J^2 = \tang^2 \beta \frac{\sin^2(1-r)}{\sin^2(1+r)} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (2)$$

Suchen wir dagegen den Werth β', welches das auſserordentliche Bild des Metalls dem ordentlichen des Glases gleich macht, so erhalten wir:

$$J^2 = \cot^2 \beta' \frac{\sin^2(-r)}{\sin^2(+r)} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (3)$$

Die Erfahrung wird β und β' kennen lehren, die complementar seyn müssen, und wir werden J^2 mittelst der Formeln (2) und (3) berechnen.

Es ist übrigens klar, daſs sich diese Methode auch auf den Fall anwenden läſst, wo das Licht im Azimut 90° polarisirt ist. Man bestimmt ebenso das Azimut der gleichen Farben, und erhält:

$$I^2 = \tang^2 \beta \frac{\tang^2(1-r)}{\tang^2(1+r)} \qquad I^2 = \cot^2 \beta' \frac{\tang^2(1-r)}{\tang^2(1+r)} \quad (4)$$

nur wird am Glase, in der Nachbarschaft seines Polarisationswinkels, kein Licht mehr reflectirt, folglich ist dann kein Vergleich mehr möglich, und es tritt in dem Versuch eine Lücke von einigen Graden ein.

Wir polarisiren also successiv das Licht in der Einfallsebene und in der darauf winkelrechten Ebene, und um das Verhältniſs der in beiden Fällen vom Metallspiegel reflectirten Lichtmengen zu erhalten, drehen wir den Zerleger, bis die beiden ungleichnamigen Bilder, die von den beiden Substanzen gegeben werden, gleich sind. Durch zwei getrennte Beobachtungen, die übereinstimmen müssen, finden wir die Azimute β und $90° - \beta$ des Hauptschnitts; und die Intensität des am Metall reflectirten Lichts wird gleich seyn der am Glase reflectirten, multiplicirt mit dem Quadrat der Tangente von β.

Diese Methode, welche vom theoretischen Gesichtspunkte auſserordentlich einfach ist, kann nur zu genauen Resultaten führen, wenn der Brechungsindex des Glases vollkommen bekannt ist, weil die Intensitäten I'^2 und J'^2 des von dieser Substanz reflectirten Lichts Functionen des Einfalls und des Brechungsindexes sind. Nun hat man zur Auffindung dieser letzteren Gröſse zwei Mittel: 1) die directe Bestimmung an einem Prisma und 2) die Messung des Polarisationswinkels i beim Glase, wo dann $tang\, i = n$. Unglücklicherweise haben diese beiden Methoden Resultate gegeben, die bedeutend von einander abweichen; und um zwischen beiden zu wählen, muſs man sich erinnern, daſs die vorstehenden Formeln nur angewandt werden können, wenn sie in allen Fällen richtig sind, und daſs, wenn sie für das beim Winkel des Polarisationsmaximums reflectirte Licht eine Intensität Null geben, sobald der Strahl winkelrecht gegen die Einfallsebene polarisirt ist, erfordert wird, daſs man habe $tang\, i = n$. Man muſs also zur Bestimmung des Indexes (n) eine Methode anwenden, welche die Formeln (1) verificirt. Ich bin bei der folgenden stehen geblieben.

Die zwei Formeln (1) führen zu einer dritten, die das Azimut A' des reflectirten Lichtes kennen lehrt, wenn der einfallende Strahl um 45° gegen die Einfallsebene polarisirt ist. Diese Formel ist:

$$tang\, A' = \frac{cos\,(1+r)}{cos\,(1-r)}$$

eine Relation, die offenbar durch denselben Werth von n verificirt wird, wie die vorhergehenden, weil sie eine Folgerung aus ihnen ist; und für den Werth des Brechungsindexes, welcher den beiden ersteren genügt, können wir denjenigen bestimmen, welcher der dritten genügt. So erhalten wir successive:

$$tang\, A' = \frac{cos\,(1+r)}{cos\,(1-r)} = \frac{1 - tang\, i\; tang\, r}{1 + tang\, i\; tang\, r}$$

$$tang\, i\; tang\, r = \frac{1 - tang\, A'}{1 + tang\, A'} = tang\,(45^0 - A')$$

$$tang\, r = \frac{tang\,(45^0 - A')}{tang\, i} \quad \ldots\ldots \quad (5)$$

Während also das Polarisationsazimut des einfallenden Lichts 45° und die Incidenz i ist, werden wir A' messen, r mittelst der Formel (5) und n mittelst der Relation $n = \frac{sin\, i}{sin\, r}$ berechnen. Da der Werth von i willkührlich ist, so können wir viele Incidenzen anwenden, aus jedem Versuch den Werth von n bestimmen und aus allen das Mittel nehmen. So ergaben sich:

Incidenzen	Werthe von n:
80°	1,4909
70	1,4932
60	1,4896
50	1,4949
40	1,4900
30	1,4965
Mittel	1,4925

Das Resultat weicht nur um drei Hundertel von dem ab, welches directe Versuche für den Refractionsindex des Glases lieferten. Wir werden es bei der Rechnung nach

den Formeln (1) anwenden, dann wird der Erfolg unserer Versuche von der Sorgfalt abhängen, mit welcher wir die Winkel i und β messen werden. Ich will hierüber etwas ins Einzelne gehen.

Ein horizontaler Kreis auf einem kupfernen Fuſs trägt, auf dem Kreise befestigt, ein inwendig geschwärztes Rohr, das beständig auf den Mittelpunkt gerichtet, und an beiden Enden mit Fadenkreuzen, zur Fixirung der Richtung des einfallenden Strahls, versehen ist. Dieses Rohr trägt zur Polarisation des Lichts ein Nicol'sches Prisma, dessen Richtung durch einen am Rohr befestigten getheilten Kreis bestimmt wird. Um den horizontalen Kreis dreht sich ein zweites Rohr, welches den reflectirten Strahl auffängt. Man miſst dessen Verschiebungen mittelst eines Nonius, zerlegt das reflectirte Licht durch ein an seinem Ende angebrachtes doppeltbrechendes Prisma und bestimmt die Lage des Hauptschnitts dieses Prismas mittelst eines zweiten getheilten Kreises, der am beweglichen Rohre sitzt. Im Mittelpunkt des horizontalen Kreises befindet sich ein Tisch, auf welchem man die Doppelplatte senkrecht in solcher Lage befestigt, daſs die Trennungslinie beider Substanzen gerade auf dem Mittelpunkt des Apparates steht. Der Tisch ist um einen Mittelpunkt drehbar, und eine Alhidade, die auf dem Limbus des getheilten Kreises herumläuft, erlaubt, seine Neigungen zu verändern und zu messen.

Da die Senkrechtheit der Doppelplatte eine unumgängliche Bedingung ist, so suchte man diese zuvörderst durch die bekannten Mittel herzustellen, dann prüfte man sie, indem man das Licht in den Hauptazimuten polarisirte, und sich dabei versicherte, daſs die Polarisation nach der Reflexion am Metall geradlinig blieb und das Azimut sich nicht änderte, wenn man die reflectirende Fläche um 180° drehte. Ueberdieſs machte man immer zwei Reihen von Beobachtungen, indem man die reflectirende Fläche erstlich rechts und dann links vom Beob-

achter stellte, um die Fehler zu berichtigen, die aus einem Mangel an Senkrechtheit der Doppelplatte entspringen.

Nachdem die Incidenzen sowohl durch die Ablenkung des reflectirten Strahls als durch die Verstellung der Platte gemessen worden, bestimmt sich der Winkel β mit groſser Genauigkeit. Man weiſs nämlich, mit welcher Leichtigkeit das Auge die Gleichheit zweier Lichter von gleicher Farbe erkennt; ich habe mich überzeugt, daſs man bei ein wenig Uebung die Empfindlichkeit dieses Organs wahrhaftig merkwürdig macht. Die Resultate der unter gleichen Umständen angestellten Versuche weichen niemals um mehr als 15 Minuten ab, und wenn man gröſsere Fehler begeht, so geschieht es, weil sich die Merkpunkte, sowohl für die Messung der Incidenzen als für die Lage der Polarisationsebenen, nicht immer mit eben so groſser Genauigkeit erhalten lassen. Bemerken wir überdieſs, daſs es in jedem Quadranten zwei Winkel β und $90^\circ-\beta$ giebt, welche das ordentliche oder auſserordentliche Bild des Metalls gleich machen dem auſserordentlichen oder ordentlichen des Glases. Jede Bestimmung geht also aus acht Beobachtungen hervor.

Zu allen meinen Versuchen gebrauchte ich das Licht einer Carcel'schen Lampe, die im Inneren einer geschlossenen Büchse stand, im Brennpunkt einer Linse, welche die Strahlen parallel machte. Auf diese Weise wurden die Operationen in der vollsten Dunkelheit ausgeführt. Das angewandte Licht war sehr intensiv, immer sich selber gleich. Es wurde homogen gemacht durch ein mit vieler Sorgfalt gewähltes, sehr dickes rothes Glas, welches einerseits so viel Licht durchlieſs, daſs die Beobachtungen sich leicht anstellen lieſsen, andrerseits es aber so schwächte, daſs das Nicol'sche Prisma eine vollständige Polarisation gab.

In der folgenden Tafel sind die mit wohlpolirten Platten von Stahl und Spiegelmetall ausgeführten Versuche zusammengestellt. Man wird bemerken, daſs die

Intensitäten des nach der Einfallsebene polarisirten reflectirten Lichts sich wenig ändern und sie allmälig abnehmen von der Incidenz 90° bis zu der 0°.

Wenn dagegen das Licht im Azimut 90° polarisirt ist, nehmen die Intensitäten ab von der streifenden Incidenz bis zum Winkel des Polarisationsmaximums, und darauf nehmen sie zu bis zur senkrechten Incidenz.

Stahl. — **Quadratwurzel aus den Intensitäten des in der Einfallsebene reflectirten Lichts: $i_{\prime} = 76$ $\varepsilon = 57,53$.**

Einfalls-winkel.	Beobachtete Winkel β.		Quadratwurzel der Intensitäten		Unterschiede.
			beobachtet.	berechnet.	
85°	48°	2′	0,951	0,977	— 0,026
80	52	9	0,945	0,954	— 0,009
75	56	15	0,946	0,932	+ 0,014
70	59	40	0,915	0,910	+ 0,005
65	61	56	0,898	0,892	+ 0,006
60	64	52	0,897	0,874	+ 0,023
55	66	45	0,869	0,856	+ 0,013
50	67	57	0,828	0,842	— 0,014
45	69	37	0,818	0,827	— 0,009
40	71	7	0,780	0,815	— 0,035
35	72	10	0,800	0,804	— 0,004
30	73	3	0,790	0,795	— 0,005
25	73	56	0,791	0,787	+ 0,004
20	74	26	0,780	0,781	— 0,001

Stahl. — **Quadratwurzel aus den Intensitäten des in einer auf der Einfallsebene winkelrechten Ebene reflectirten Lichts.**

85°	45°	42′	0,719	0,709	+ 0,010
80	48	21	0,547	0,583	— 0,037
75	60	00	0,566	0,563	+ 0,003
70	69	15	0,545	0,569	— 0,024
65	79	44	0,627	0,599	+ 0,028
60	86	10	0,630	0,630	0,000
55					
50	85	4	0,666	0,681	— 0,015
45	82	22	0,689	0,701	— 0,012
40	80	32	0,688	0,717	— 0,029
35	79	10	0,741	0,730	+ 0,011
30	78	10	0,760	0,742	+ 0,018
25	77	20	0,769	0,751	+ 0,018
20	76	36	0,770	0,758	+ 0,012

Spiegelmetall. **— Quadratwurzel aus den Intensitäten des in der Einfallsebene reflectirten Lichts: $i_{,} = 75, 50 \quad \varepsilon = 64$.**

Einfalls-winkel.	Beobachtete Winkel β.	Quadratwurzel der Intensitäten beobachtet.	Quadratwurzel der Intensitäten berechnet.	Unterschiede.
86°	47° 38′	0,968	0,984	— 0,016
84	48 53	0,929	0,976	— 0,047
82	50 13	0,937	0,969	— 0,032
80	52 33	0,959	0,961	— 0,002
78	53 47	0,944	0,954	— 0,010
76	55 35	0,950	0,948	+ 0,002
74	56 50	0,940	0,934	+ 0,006
72	57 58	0,926	0,932	— 0,006
70	58 51	0,869	0,925	— 0,056
68	60 13	0,906	0,919	— 0,013
66	62 40	0,950	0,912	+ 0,038
64	63 39	0,940	0,905	+ 0,035
62	64 10	0,914	0,900	+ 0,014
60	64 41	0,890	0,894	— 0,004
58	65 46	0,902	0,888	+ 0,014
56	66 8	0,850	0,882	— 0,032
54	66 53	0,859	0,876	— 0,017
52	68 16	0,877	0,872	+ 0,005
50	69 9	0,880	0,866	+ 0,014
48	69 40	0,869	0,861	+ 0,008
46	70 23	0,869	0,857	+ 0,012
44	71 8	0,873	0,852	+ 0,021
42	71 53	0,841	0,848	— 0,007
40	72 0	0,832	0,844	— 0,012
38	72 40	0,833	0,840	— 0,007
36	73 3	0,823	0,836	— 0,013
34	73 5	0,835	0,833	+ 0,002
32	73 48	0,850	0,830	+ 0,020
30	74 5	0,845	0,827	+ 0,018
28	75 18	0,837	0,824	+ 0,013
26	74 55	0,854	0,821	+ 0,033
24	75 27	0,868	0,819	+ 0,049
22	75 32	0,857	0,816	+ 0,041
20	75 45	0,858	0,814	+ 0,044

Spiegelmetall. **— Quadratwurzel aus den Intensitäten des winkelrecht auf der Einfallsebene reflectirten Lichts.**

86°	46° 36′	0,754	0,800	— 0,046
84	47 33	0,715	0,736	— 0,021
82	50 58	0,697	0,683	+ 0,014
80	53 18	0,655	0,651	+ 0,004
78	56 32	0,631	0,633	— 0,002
76	60 6	0,623	0,626	— 0,003
74	64 47	0,666	0,626	+ 0,040

Einfalls-winkel.	Beobachtete Winkel β.	Quadratwurzel der Intensitäten beobachtet.	berechnet.	Unterschiede.
72°	69° 18′	0,678	0,630	+ 0,048
70	73 18	0,688	0,637	+ 0,051
68	76 3	0,666	0,646	+ 0,020
66	79 44	0,654	0,659	— 0,005
64	82 21	0,729	0,666	+ 0,063
62	84 24	0,701	0,677	+ 0,024
50	85 59	0,819	0,730	+ 0,089
48	85 11	0,760	0,737	+ 0,023
46	83 52	0,801	0,744	+ 0,057
44	82 15	0,723	0,749	— 0,026
42	82 0	0,747	0,755	— 0,008
40	81 46	0,793	0,761	+ 0,032
38	80 23	0,764	0,765	— 0,001
36	80 34	0,794	0,770	+ 0,024
34	80 12	0,824	0,774	+ 0,050
32	79 56	0,860	0,778	+ 0,082
30	79 7	0,828	0,781	+ 0,047

In der vierten Spalte der vorstehenden Tafel findet man die berechneten Zahlen, welche die beobachteten mit genügender Treue wiedergeben. Sie werden von den Formeln des Hrn. Cauchy geliefert. Dieser Mathematiker hat, geleitet von den Versuchen des Hrn. Brewster, das Problem der Reflexion an Metallen theoretisch behandelt und, wie wir bald sehen werden, vollständig gelöst. Da seine Arbeiten über diesen Gegenstand noch nicht ganz veröffentlicht sind, so glauben wir, hier eine kurze Uebersicht seiner theoretischen Ideen und der aus denselben abgeleiteten Formeln geben zu müssen.

Wenn das Licht aus dem Vacuo in einen homogenen Körper übergeht, so giebt es zwischen den Längen der einfallenden und gebrochenen Wellen ein Verhältniſs, welches man *Refractionsindex* (Brechverhältniſs) genannt hat, und welches bei einem homogenen und nicht krystallinischen Körper constant ist. Wenn der Körper durchsichtig ist, so ist der Refractionsindex die einzige charakterisirende Zahl desselben, und die Kenntniſs dieser Constanten reicht hin, um für alle Fälle die

Wirkung des Körpers auf das Licht zu berechnen. Wenn aber der Körper, obgleich homogen, opak ist, so reicht jene Zahl nicht aus, und die Abänderung, welche der Strahl erleidet, wird durch einen neuen Vorgang verwickelter. Die Körper sind nämlich niemals ganz undurchsichtig, sie lassen also, wenn sie vom Licht getroffen werden, gebrochene Wellen entstehen, nur dringen diese sehr wenig ein. Man kann also annehmen, daſs sie sich rasch abschwächen, so daſs sie schon in einem gegen die Wellenlänge sehr kleinen Abstand unmerklich werden; und indem Hr. Cauchy diese Schwächung durch eine zweite Zahl, den Auslöschungscoëfficienten, repräsentirt, scheint er das Ergebniſs der Erfahrung einfach in Princip übersetzt zu haben und von der rationellsten Grundlage ausgegangen zu seyn.

Die Formeln also, welche die Reflexion und Refraction des Lichts in durchsichtigen Körpern ausdrücken, hängen von einer einzigen Gröſse, dem Refractionsindex, ab, während die für opake Körper deren zwei besitzen, den Refractionsindex und den Auslöschungscoëfficient.

Um die beiden Constanten, welche die Wirkung eines Metalles ausdrücken, aus den Beobachtungen herzuleiten, genügt es: 1) den Winkel des Polarisationsmaximums (i_1) zu bestimmen, und 2) bei dieser Incidenz das Verhältniſs $\frac{I}{J}$ der Quadratwurzeln aus den reflectirten, in der Einfallsebene und der darauf senkrechten Ebene polarisirten Lichtintensitäten aufzusuchen, und den Winkel, dessen Tangente diesem Verhältnisse gleich ist, zu berechnen. Dieser Winkel, den wir A nennen werden, ist das zweite Datum.

Die Formeln des Hrn. Cauchy sind nun folgende: J^2 und I^2 repräsentiren die Intensitäten des reflectirten, in der Einfallsebene und in der darauf winkelrechten Ebene polarisirten Lichts, dabei die des einfallenden Strahls als Einheit genommen:

I^2

$$I^2 = tang\,(\varphi - 45^\circ) \quad J^2 = tang\,(\chi - 45^\circ) \quad \ldots \quad (6)$$

φ und χ sind gegeben durch die Formeln:

$$\left.\begin{array}{l} cot\,\varphi = cos\,(2\varepsilon - u)\,sin\left(2\,arc.tang.\dfrac{U}{\vartheta^2\,cos\,i}\right) \\ cos\,\chi = cos\,u\,sin\left(2\,arc.tang\,\dfrac{cos\,i}{U}\right) \end{array}\right\} \quad \ldots \quad (7)$$

i stellt den Einfallswinkel vor; ϑ und ε sind zwei Constanten; U und u sind Variable, die man in Functionen von i, ϑ und ε durch folgende Relationen berechnet:

$$\left.\begin{array}{l} cos\,(2u - \varepsilon) = cot\,\varepsilon\,cos.\left(2\,arc.tang\,\dfrac{sin\,i}{\vartheta}\right) \\ \vartheta^2\,sin\,2\,\varepsilon = U^2\,sin\,2\,u \end{array}\right\} \quad \ldots \quad (8)$$

Die Constanten ϑ und ε bestimmen sie folgendermaſsen. Unter dem Winkel des Polarisationsmaximum nehmen die Variablen u, U die besonderen Werthe an;

$$u = 2\,A \quad , \quad U = sin\,i_i\,tang\,i_i.$$

Man ersetzt u und U in den Formeln (8) durch diese besonderen Werthe, und zieht daraus ε und ϑ. Sind somit diese Gröſsen einmal gefunden, so erhält man u und U aus den Formeln (8), φ und χ aus den Relationen (7) und I^2 und J^2 aus den Gleichungen (6).

Bei Anwendung dieser Formeln findet man, daſs $\dfrac{1}{\vartheta}$ immer eine so kleine Gröſse ist, daſs $\dfrac{1}{\vartheta^2}$ in den Rechnungen vernachlässigt werden darf. Wir haben uns immer mit diesem Grade von Annäherung begnügt, nachdem wir uns überzeugt, daſs die daraus entstehenden Fehler kleiner sind als die der Versuche.

Welche Sorgfalt man auch auf die Ausführung der Versuche verwende, so scheint es mir doch unmöglich, eine vollständigere Uebereinstimmung zwischen Theorie und Erfahrung zu erreichen, als sie unsere Tafel zeigen. Die Bestimmungen führen nämlich mehre Fehlerquellen mit sich, von denen einige sehr stark sind, sich nicht vollständig vermeiden lassen und bei der geringsten Nachlässigkeit ungeheuer werden. Ueberdieſs dienen zur Be-

rechnung der theoretischen Formeln zwei Constanten, die durch den Versuch gegeben werden, und nothwendig mit Fehlern behaftet sind. Es ist also schwer, eine vollkommnere experimentelle Bestätigung zu erlangen, als sie unsere Tafeln darthun.

II. Messung des Phasenunterschiedes.

Wir haben uns nun mit der zweiten Abänderung zu beschäftigen, welche das Licht bei Reflexion an Metallen erleidet: ich meine die Verschiebung der Schwingungsknoten.

Ich bin mit dieser Aufgabe in einem besonderen Falle beschäftigt gewesen, und meine, der Akademie am 13. August 1846 überreichten Versuche beweisen [1]: 1) daſs der winkelrecht gegen die Einfallsebene polarisirte Strahl immer gegen den in dieser Ebene polarisirten zurücksteht; 2) daſs der Phasenunterschied bei der Incidenz 0° verschwindet, daſs er von da bis zur Incidenz 90° fortwährend zunimmt, und bei letzterer gleich $\frac{1}{2}\lambda$ wird, während er beim Winkel des Polarisationsmaximum $\frac{1}{4}\lambda$ ist.

Dieſs Gesetz der Phasenveränderung ergiebt sich aus Versuchen mit Metalloxyden, durch ein Verfahren, welches bei Metallen nicht anwendbar ist. Da aber diese Oxyde und die Metalle, nach den Versuchen des Hrn. Brewster, in einerlei Weise auf das Licht wirken, so ist unzweifelhaft, daſs der Phasenunterschied bei Reflexion von Metallen zwischen jenen Incidenzgränzen in demselben Sinne verändern wird. Wir werden also annehmen, daſs bei den Metallen der Phasenunterschied zwischen den reflectirten Strahlen, die in den Hauptazimuten polarisirt sind, Null sey für die senkrechte Incidenz und fortdauernd mit der Neigung des Strahls gegen die Oberfläche zunehme. Diese Verallgemeinerung einer für einen besonderen Fall nachgewiesenen Thatsache wird übrigens

1) Annal. Ergänzungsbd. II, S. 299.

durch die von Hrn. de Sénarmont gefundenen Resultate gerechtfertigt [1]).

Von diesem Gesetze ausgehend, will ich den Werth des Phasenunterschiedes für bestimmte Incidenzen durch eine neue Methode aufsuchen. Diese Methode hat den Vorzug, daſs man zur Abänderung der Phasen keines Zwischengliedes bedarf, und deshalb vor den Einwürfen gesichert ist, welche die bisher angewandten Verfahrungsarten zulieſsen. Ich verfahre so:

Wenn ein in irgend einer Ebene polarisirtes Lichtbündel auf einen Metallspiegel geleitet wird, so kann man ihn immer betrachten als bestehend aus zwei Strahlen von gleicher Phase, polarisirt in den Azimuten 0° und 90°, Azimuten, welche durch die Reflexion nicht verändert werden. Läſst man sie abermals und beliebig oft an Spiegeln von gleicher Substanz und paralleler Lage mit dem ersten unter gleichem Winkel und in gleicher Einfallsebene reflectiren, so erleiden sie jedesmal dieselbe Einwirkung von Seiten des Metalls, und nach 2, 3, 4, . . . m Reflexionen besitzen sie Phasenunterschiede, die 2, 3, . . m Mal gröſser sind als der, welcher ihnen eine einzige Reflexion eingeprägt hatte. Wenn man also die ersteren erhalten kann, so braucht man sie nur durch die Anzahl der Reflexionen zu dividiren, um die zweite zu erhalten. Diese Bestimmung wird in gewissen Fällen sehr einfach seyn.

In der That wissen wir durch die Versuche des Hrn. Brewster, daſs der Strahl durch mehrmalige Reflexion an Metall eine im Allgemeinen elliptische Polarisation erlangt, die aber für gewisse besondere Werthe des Einfallswinkels geradlinig wird. Diese Werthe sind nach der Anzahl der Reflexionen verschieden, und der Versuch zeigt, daſs es für zwei Reflexionen einen giebt, für drei Reflexionen zwei, und im Allgemeinen so viel als

1) Annal. Ergänzbd. I. S. 451.

die um eins verringerte Anzahl der Reflexionen. Wie es scheint, hat Hr. Brewster diese Relation zwischen der Zahl von Reflexionen und der der Winkel der wiederhergestellten Polarisation nicht bemerkt. Sie ist, wie wir bald sehen werden, eine recht einfache Folge der Art, wie der Phasenunterschied variirt; für den Augenblick wollen wir uns begnügen, zu zeigen, welchen Nutzen wir daraus ziehen können.

Damit zwei unter sich rechtwinklig polarisirte Strahlen von verschiedener Phase bei ihrer Wiedervereinigung ein polarisirtes Bündel bilden können, muſs der Unterschied ihrer Phasen gleich seyn:

$$\frac{\lambda}{2} \text{ oder } 2\frac{\lambda}{2} \text{ oder } 3\frac{\lambda}{2} \quad . \; . \; . \; . \; .$$

Wenn also nach einer gewissen Anzahl von Reflexionen an demselben Metalle und unter derselben Incidenz die Polarisation geradlinig erscheint, so beruht dieſs darauf, daſs der Phasenunterschied der beiden rechtwinklig polarisirten Strahlen einem Multiplum von halber Wellenlänge gleich geworden ist, und die ganze Aufgabe kommt auf die Aufsuchung dieses Multiplums zurück. Dieſs ist nun aber sehr leicht; wir wissen nämlich, daſs, nach einer einzigen Reflexion, der Phasenunterschied zunimmt von der Incidenz 0°, wo er Null ist, bis zu der von 90°. Für den nächsten Winkel an 0°, welcher die Polarisation nach m Reflexionen wiederherstellt, wird also der Phasenunterschied das kleinste Multiplum von $\frac{1}{2}\lambda$ seyn, für den nächsten: $2 . \frac{1}{2}\lambda$, und so fort bis zu dem nächsten an 90°, wo er $(m-1) . \frac{1}{2}\lambda$ seyn wird. Somit wird man für eine einzige Reflexion, unter denselben Winkeln, die folgenden Werthe von Phasenunterschieden haben.

$$\frac{1}{m}.\frac{\lambda}{2}, \quad \frac{2}{m}.\frac{\lambda}{2}, \quad \frac{3}{m}.\frac{\lambda}{2}, \quad . \; . \; . \quad \frac{m-1}{m}.\frac{\lambda}{2}$$

Die Phasenunterschiede werden also ausgedrückt seyn in Functionen von $\frac{\lambda}{2}$ durch einen Bruch $\frac{n}{m}$, worin n die Werthe aller ganzen Zahlen von 1 bis $(m-1)$ annimmt,

und *m* die Anzahl der Reflexionen bezeichnet. Daraus folgt, daſs wenn *n* und *m* variiren, derselbe Werth des Bruchs sich oft für verschiedene Zahlen von Reflexionen wiederholen wird; so wird man nach 2, 4, 6, 8 Reflexionen die Phasendifferenzen $\frac{1}{2}$, $\frac{2}{4}$, $\frac{3}{6}$, $\frac{4}{8}$ haben, und folglich werden die gefundenen Winkel der wiederhergestellten Polarisation ziemlich gleich seyn müssen. Wir halten somit sehr viele Verificationen.

Man sieht, daſs es hinreicht, die Incidenz der wiederhergestellten Polarisation zu messen. Was den Phasenunterschied betrifft, so miſst er sich nicht, ist aber bekannt, wenn der reflectirte Strahl sich polarisirt erweist, und man die Anzahl der Reflexionen gezählt hat. Ueberdieſs hat man zu bemerken, daſs das Polarisationsazimut des einfallenden Strahls irgend eins ist; die beobachteten Incidenzen ändern sich nicht, wenn dasselbe sich ändert, und man stellt das Nicol'sche Prisma wie man will. Erwägt man, daſs es immer schwierig ist, das Azimut des einfallenden Strahls mit Genauigkeit zu messen, und daſs im Allgemeinen die geringste Aenderung in seinem Werthe die zu messenden Resultate ändert, so wird man einem Verfahren einige Wichtigkeit beilegen, welches dieses Element unbestimmt läſst und keine andere Bedingung wesentlich erfordert als den Parallelismus der Platten, und nur das Eine miſst: den Einfallswinkel der wiederhergestellten Polarisation. Diese practische Einfachheit wird uns zu Resultaten von groſser Genauigkeit führen.

Um die vielfachen Reflexionen zu erhalten, braucht man nur zwei Spiegel aus der Substanz, die man untersuchen will, parallel einander gegenüber zu stellen, und auf einen derselben das Licht fallen zu lassen; dann wird es zum zweiten reflectirt, kehrt nach dem ersten zurück und so fort etc. Die Anzahl der beobachteten Reflexionen hängt nur von dem Abstande der Platten ab, der deshalb beliebig zu verändern seyn muſs. Die

Einrichtung, die mir die bequemste zu seyn schien, ist folgende: Die beiden Spiegel sind mit Wachs befestigt an zwei parallelen und verticalen Messingplatten, von denen die eine fest ist, die andere aber durch eine Mikrometerschraube parallel mit sich selbst verschoben werden kann. Vom Parallelismus der Spiegel überzeugt man sich, indem man sie in Contact bringt und nachsieht, ob alle Kanten recht genau zusammenfallen. Dieser kleine Apparat ist im Mittelpunkt des kleinen Kreises angebracht, dessen ich mich schon bedient habe. Er ist so aufgestellt, daſs die polirte Oberfläche des unbeweglichen Spiegels durch den Mittelpunkt des Kreises geht. Nach mehrmaliger Reflexion zwischen den beiden Spiegeln entweicht der Strahl in die Luft; allein dann geht seine verlängerte Richtung nicht mehr durch den Mittelpunkt des Kreises, und er kann also nicht mehr die bewegliche Röhre im Sinne ihrer Axe durchstreichen. Um diesem Uebelstande abzuhelfen, habe ich der oben erwähnten Röhre eine horizontale Drehbarkeit um ihr Gestell gegeben; dann kann man ihr jedesmal die Richtung des zuletzt reflectirten Strahls verleihen. Stehen die Platten hinreichend auseinander, so gewahrt man die Bilder von einer oder zwei Reflexionen, und diese Bilder verschwinden, wenn man die Spiegel einander nähert: man sieht successive die, welche aus zahlreicheren Reflexionen entspringen und kann sie leicht zählen.

Wenn das einfallende Licht weiſs ist, wird die Polarisation niemals vollkommen wiederhergestellt. Die Ungleichheit der Wirkung, welche ein Metall auf die verschiedenen einfachen Strahlen des Spectrums ausübt, macht die Bilder farbig, und man kann nur beobachten, bei welcher Incidenz das auſserordentliche Bild das Minimum seiner Helligkeit besitze; allein man bemerkt, daſs dieses Minimum genau der Uebergangsfarbe zwischen dunkelblau und dunkelpurpur entspricht. Bei den Versuchen mit plattirtem Silber habe ich mich begnügt, diese Ueber-

gangsfarbe zu beobachten, und für den Winkel der wiederhergestellten Polarisation denjenigen zu nehmen, bei welchem diese Farbe im auſserordentlichen Bilde ein Minimum ist. Die Erfahrung zeigt übrigens, daſs sie mit der Richtung des Hauptschnitts des Zerlegers so rasch im Tone variirt, und für die gesuchte Incidenz eine so groſse Abnahme der Intensität erleidet, daſs die Bestimmungen nichts von ihrer Schärfe verlieren, selbst wenn die Anzahl der Reflexionen sehr groſs ist. Ueberdieſs habe ich an Spiegeln von Stahl, Kupfer und Zink Versuche mit rothem Glase gemacht, deren Resultate in folgenden Tafeln enthalten sind. Man wird bemerken, daſs die Phasenunterschiede in ihrer Veränderung genau dem Gesetze folgen, welches wir schon für die Oxyde aufgefunden und vorhin angegeben haben.

Plattirtes Silber. — Phasenunterschiede:

$i_{,}=71{,}40$ $\quad A=36.$

$\frac{n}{m}$	Einfallswinkel der wiederhergestellten Polarisation. beobacht.	mittlere.	Phasenunterschiede, beobacht.	berechnet.	Unterschiede.
$\frac{5}{6}$	84° 30′	84° 30′	0,833	0,829	+0,004
$\frac{8}{10}$	83 50	83 50	0,800	0,809	−0,009
$\frac{4}{5}$	83 50				
$\frac{5}{7}$	81 37	81 37	0,750	0,746	+0,004
$\frac{3}{4}$	81 30	81 20	0,714	0,736	−0,022
$\frac{6}{8}$	81 10				
$\frac{7}{10}$	80 20	80 20	0,700	0,709	−0,009
$\frac{2}{3}$	79 0	79 2	0,666	0,674	−0,008
$\frac{6}{9}$	79 0				
$\frac{4}{6}$	79 10				
$\frac{5}{8}$	77 38	77 38	0,626	0,637	−0,011
$\frac{3}{5}$	77 0	76 42	0,600	0,614	−0,014
$\frac{6}{10}$	76 25				
$\frac{4}{7}$	75 57	75 57	0,572	0,595	−0,023
$\frac{5}{9}$	74 45	74 45	0,575	0,567	+0,008
$\frac{6}{11}$	74 5	74 5	0,545	0,552	−0,007
$\frac{1}{2}$	72 10	72 0	0,500	0,500	
$\frac{2}{4}$	72 0				
$\frac{3}{6}$	71 25				
$\frac{4}{8}$	72 15				
$\frac{5}{10}$	72 15				
$\frac{6}{12}$	72 0				

$\frac{n}{m}$	Einfallswinkel der wiederhergestellten Polarisation.		Phasenunterschiede,		Unterschiede.
	beobacht.	mittlere.	beobacht.	berechnet.	
$\frac{5}{11}$	70° 30′	70° 30′	0,454	0,476	−0,022
$\frac{1}{9}$	69 15	69 15	0,444	0,451	−0,007
$\frac{3}{7}$	69 0	69 0	0,429	0,447	−0,018
$\frac{5}{12}$	67 25	67 25	0,416	0,423	−0,007
$\frac{2}{5}$	66 38	66 29	0,400	0,402	−0,002
$\frac{4}{10}$	66 20				
$\frac{3}{8}$	64 40	64 40	0,375	0,375	
$\frac{4}{11}$	64 0	64 0	0,363	0,362	+0,001
$\frac{1}{3}$	63 0	62 31	0,333	0,334	−0,001
$\frac{2}{6}$	62 20				
$\frac{3}{9}$	62 20				
$\frac{4}{12}$	62 25				
$\frac{3}{10}$	60 10	60 10	0,300	0,307	−0,007
$\frac{2}{7}$	59 35	59 35	0,286	0,298	−0,012
$\frac{3}{11}$	57 40	57 40	0,272	0,277	−0,005
$\frac{1}{4}$	55 20	55 26	0,250	0,250	
$\frac{2}{8}$	55 45				
$\frac{3}{12}$	55 15				
$\frac{2}{9}$	53 30	53 30	0,222	0,224	−0,002
$\frac{1}{5}$	50 30	50 37	0,200	0,200	
$\frac{2}{10}$	50 45				
$\frac{2}{11}$	48 0	48 0	0,181	0,177	+0,004
$\frac{1}{6}$	46 35	46 36	0,180	0,165	−0,015
$\frac{2}{12}$	46 38				
$\frac{1}{7}$	43 50	43 50	0,143	0,143	
$\frac{1}{8}$	41 15	41 15	0,125	0,125	
$\frac{1}{9}$	39 10	39 10	0,111	0,112	−0,001
$\frac{1}{10}$	37 10	37 10	0,100	0,100	
$\frac{1}{11}$	35 40	35 40	0,091	0,091	
$\frac{1}{12}$	35 15	34 15	0,080	0,082	−0,002

Stahl.

$i_{,} = 76$ $\qquad \varepsilon = 57^{0},53.$

Einfallswinkel der wiederhergestellten Polarisation.	Phasenunterschiede,		Unterschiede.
	beobachtet.	berechnet.	
84° 0′	0,800	0,796	+0,004
83 20	0,750	0,753	−0,003
80 46	0,666	0,641	+0,025
79 0	0,600	0,596	+0,004
76 0	0,500	0,500	
73 0	0,429	0,419	+0,010

Einfallswinkel der wiederhergestellten Polarisation.	Phasenunterschiede, beobachtet.	Phasenunterschiede, berechnet.	Unterschiede.
71° 50′	0,400	0,392	+0,008
70 39	0,375	0,365	+0,010
68 16	0,333	0,320	+0,013
65 25	0,286	0,271	+0,015
63 38	0,250	0,250	
61 39	0,222	0,226	−0,004
58 37	0,200	0,194	+0,006
55 0	0,180	0,162	+0,018
51 0	0,143	0,133	+0,010
49 57	0,125	0,127	−0,002
46 24	0,111	0,105	+0,006
45 27	0,100	0,100	
41 53	0,091	0,083	+0,008
41 13	0,080	0,080	
38 59	0,071	0,071	

Die Theorie des Hrn. Cauchy lehrt nicht nur die Intensitäten des reflectirten Lichtes kennen, sondern beweist auch, daſs zwei Strahlen, die vor der Incidenz gleiche Phasen haben und respective in den Azimuten 0° und 90° polarisirt sind, nach der Reflexion an dem Metall einen nach der Incidenz verschiedenen Phasenunterschied δ besitzen, den die Formel ausdrückt:

$$tang\,\delta = tang\,2\omega\,sin\,u \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

worin ω sich mittelst der Bedingungsgleichung berechnet

$$tang\,\omega = \frac{U\,cos\,i}{sin^2\,i}\,.$$

Mittelst dieser Formel sind die berechneten Zahlen der vorstehenden Tafel erhalten, und die fast vollständige Uebereinstimmung derselben mit den beobachteten läſst keinen Zweifel an der Richtigkeit der Formeln des gelehrten Mathematikers übrig. Um besser begreiflich zu machen, daſs die Uebereinstimmung so vollkommen wie möglich ist, bemerken wir, daſs in der Tafel über das Silber überall, wo die Brüche $\frac{n}{m}$ gleiche Werthe haben, die ihnen entsprechenden Incidenzen der wiederhergestell-

ten Polarisation unter sich nur um sehr kleine, oft nichtssagende und immer unter 30′ bleibende Gröſsen abweichen. Diese Unterschiede geben uns gleichsam das Maaſs der Fehler, die man bei der Bestimmung der Winkel begehen kann; und wenn ich hinzufüge, daſs die Zahlen der Tafel das Resultat dreier Reihen von Versuchen sind, bei denen jedesmal das Azimut des einfallenden Strahls verändert wurde, so wird man überzeugt seyn, daſs diese Fehlergränze selten erreicht wurde. Andererseits führt ein Fehler von 30 Minuten in der Bestimmung des Winkels nur einen von 0,01 in dem Phasenunterschiede nach sich; wir können also in der Bestimmung des letzteren 0,01 als wahrscheinliche Fehlergränze annehmen. Untersucht man in vorstehenden Tafeln die Kolumne der Unterschiede, so findet man, daſs es unter mehr als 50 Beobachtungen nur drei giebt, die einen Unterschied von 0,08 zeigen, 11 erreichen die Zahl 0,01, und unter den übrigen sind viele bis auf die Tausendstel identisch. Der Unterschied zwischen Rechnung und Beobachtung beschränkt sich also auf anerkannt mögliche Beobachtungsfehler.

Zur Zeit, als ich diese Versuche machte, kannte ich die Formeln des Herrn Cauchy noch nicht, und bei Ueberreichung meiner Resultate an die Akademie suchte ich sie durch eine empirische Formel darzustellen, die, obwohl wesentlich verschieden von der des Hrn. Cauchy, doch nahe dieselben Zahlenwerthe liefert. Da sie sehr einfach ist und mit Nutzen zu einem approximativen Calcül angewendet werden kann, so will ich sie hier herstellen. Man setzt:

$$tang\, i_{,} = n \text{ und } sin\, i = n\, sin\, r\,,$$

und berechnet darauf die Relation:

$$tang\, A' = \frac{cos\,(i + r)}{cos\,(i - r}.$$

Der Ausdruck $(90^{\circ} - 2\,A')$ repräsentirt den Phasenunterschied oder δ. Er ist für *Silber* und *Stahl* genau gültig, und stellt auch mit sehr genügender Annähe-

rung die folgenden mit zwei Zinkplatten ausgeführten Versuche dar. Diese Platten hatten zu den beiden Versuchsreihen eine verschiedene Politur erhalten, was alle Resultate numerisch änderte, aber nicht das Gesetz derselben.

Zink. — **Erste Reihe:** $i_{,} = 77$.

Incidenzen.		Phasenunterschiede, beobachtet.	Phasenunterschiede, berechnet.	Unterschiede.
87°	5′	0,800	0,865	— 0,065
84	10	0,750	0,740	+ 0,010
82	7	0,666	0,661	+ 0,005
80	7	0,600	0,592	+ 0,008
77	0	0,500	0,500	
72	34	0,400	0,397	+ 0,003
69	0	0,333	0,332	+ 0,001
66	0	0,286	0,288	— 0,002
62	45	0,250	0,246	+ 0,004
61	55	0,222	0,237	— 0,015
58	30	0,200	0,201	— 0,001
55	9	0,180	0,172	+ 0,008
52	15	0,143	0,149	— 0,006
49	57	0,125	0,134	— 0,009
47	10	0,111	0,117	— 0,006

Zink. — **Zweite Reihe:** $i_{,} = 79°,13$.

Incidenzen.		Phasenunterschiede, beobachtet.	Phasenunterschiede, berechnet.	Unterschiede.
87°	0′	0,833	0,829	+ 0,004
86	40	0,800	0,813	— 0,013
86	0	0,750	0,778	— 0,028
85	0	0,714	0,727	— 0,013
82	30	0,666	0,617	+ 0,049
81	40	0,572	0,584	— 0,012
82	20	0,600	0,611	— 0,011
82	15	0,626	0,608	+ 0,018
79	13	0,500	0,500	
76	40	0,429	0,433	— 0,004
76	0	0,444	0,412	+ 0,032
75	0	0,400	0,390	+ 0,010
73	5	0,375	0,349	+ 0,026
71	40	0,333	0,325	+ 0,008
69	35	0,286	0,288	— 0,002
69	5	0,300	0,281	+ 0,009
66	48	0,250	0,250	
66	7	0,222	0,241	— 0,019
60	49	0,200	0,215	— 0,015
58	28	0,180	0,166	+ 0,014
56	15	0,143	0,149	— 0,006
52	40	0,125	0,128	— 0,003
51	15	0,111	0,117	— 0,006
48	47	0,100	0,104	— 0,004

III. Zerlegung des elliptisch polarisirten Lichts.

Wie wir schon bemerkt haben, kann das Licht bei seiner Reflexion an Metall nur Aenderungen in den Amplituden und Verschiebungen in den Schwingungsknoten erleiden. Die Formeln des Hrn. Cauchy stellen die Gesetze dieser Abänderungen mit groſser Genauigkeit dar, umfassen alle Principien der Reflexion an Metallen. Es würde uns daher erlaubt seyn, dem Calcül die Sorge für die noch zu studirenden Phänomene voraussehen zu lassen, wenn sie nicht an sich interessant wären und wenn es nicht wichtig wäre, die Theorie in allen ihren Folgerungen zu prüfen. Zu dem Ende wollen wir damit beginnen, daſs wir ein in beliebiger Ebene polarisirtes Lichtbündel ein einziges Mal an einem Metall reflectiren lassen.

Aus den Versuchen des Hrn. Brewster weiſs man, daſs das Licht nach erlittener Einwirkung des Metalls aufhört polarisirt zu seyn, und zufolge der Theorie entspringt diese Depolarisation daraus, daſs die schwingenden Aethertheilchen eine Ellipse beschreiben. Wir wollen diese Folgerung experimentell nachzuweisen suchen.

Um eine elliptische Schwingungsbewegung vollständig zu definiren, ist es am einfachsten, die Richtung und das Längenverhältniſs ihrer Axen zu bestimmen. Wir können dieſs immer mittelst des Calcüls thun, können es aber auch mittelst des Experiments. Um dieſs zu zeigen, wollen wir beweisen:

1) daſs wenn man ein elliptisch polarisirtes Bündel auf ein doppelt brechendes Prisma fallen läſst, dessen Hauptschnitt parallel ist einer der Axen der Trajectorie, es in zwei Strahlen zerfällt, deren Phasen um eine Viertelwelle verschieden sind, und von denen der eine die möglich gröſste, und der andere die möglich kleinste Intensität besitzt;

2) daſs wenn der Hauptschnitt des Prisma's um 45° gegen die Richtung der Axen der Ellipse neigt, die Intensitäten beider Bilder gleich sind.

Sey $(90^0 - a)$ das Polarisationsazimut des einfallenden Strahls. Wir werden diesen Strahl ersetzen können durch zwei nach den Hauptazimuten gerichtete Schwingungen, deren Amplituden $\sin a$ und $\cos a$ sind.

Bei der Reflexion erleiden diese Schwingungen eine Veränderung in ihrer Phase und ihrer Amplitude, und wenn man nur den Phasenunterschied in Rechnung zieht, hat man, um die Coordinaten der schwingenden Theilchen nach der Reflexion auszudrücken, die folgenden Gleichungen:

$x = I \cos a \cos 2\pi \frac{t}{T}$ . . . Schwing. in der Einfallsebene

$y = J \cos a \cos \left(2\pi \frac{t}{T} + \delta\right)$, dito winkelrecht darauf.

Zur Abkürzung setzen wir

$$\frac{I \cos a}{J \sin a} = \cot . \alpha$$

und erhalten somit, bei Vernachlässigung eines constanten Factors

$$\left.\begin{array}{l} x = \cos \alpha \cos 2\pi \frac{t}{T} \\ y = \sin \alpha \cos \left(2\pi \frac{t}{T} + \delta\right) \end{array}\right\} \quad . \; . \; . \; . \quad (10)$$

Die Elimination der Zeit zwischen diesen beiden Gleichungen lehrt die der Trajectorie kennen, und diese Trajectorie ist eine Ellipse

$$\frac{y^2}{\sin^2 \alpha} + \frac{x^2}{\cos^2 \alpha} - \frac{2 \cos \delta}{\sin \alpha \cos \alpha} xy = \sin^2 \delta.$$

Um zugleich die Richtung und die Länge der Axen der Ellipse zu erhalten, brauchen wir nun die Coordinataxen zu ersetzen durch ein anderes System, welches mit dem, auf das sich die Gleichung bezieht, einen Winkel ω bildet, und dabei die Bedingung machen, daſs der Coëfficient von xy verschwinde. Dann erhalten wir die Gleichung der Ellipse:

$$(\sin^2 \alpha \sin^2 \omega + \cos^2 \alpha \cos^2 \omega + 2 \sin \alpha \cos \alpha \sin \omega \cos \omega \cos \delta) y^2$$
$$+ (\cos^2 \alpha \sin^2 \omega + \sin^2 \alpha \cos^2 \omega) - 2 \sin \alpha \cos \alpha \sin \omega \cos \omega \cos \delta) x^2$$
$$= \text{etc.}$$

und die Bedingungsgleichung:

$$tang\,2\,\omega = tang\,2\,\alpha\,\cos\delta \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (11)$$

Diese letztere giebt uns die Richtung der beiden Axen auf einmal, und ersetzen wir ω durch seinen Werth in den Coëfficienten von y^2 und x^2, so erhalten wir Zahlen, von denen die erste der Axe der x und die zweite der Axe der y proportional ist.

Wir werden setzen:

$$\left.\begin{array}{l} A^2 = \sin^2\alpha \sin^2\omega + \cos^2\alpha \cos^2\omega \\ \qquad + \frac{1}{2}\sin 2\alpha \sin 2\omega \cos\delta;\ \text{Axe der } x \\ B^2 = \sin^2\alpha \cos^2\omega + \cos^2\alpha \sin^2\omega \\ \qquad - \frac{1}{2}\sin 2\alpha \sin 2\omega \cos\delta;\ \text{Axe der } y \end{array}\right\} \quad (12)$$

Richten wir nun diesen elliptisch polarisirten Strahl, oder, was auf dasselbe zurückkommt, die beiden rechtwinkligen Schwingungen (10) auf ein doppelbrechendes Prisma, das mit der Einfallsebene $0x$ einen Winkel ω macht, so erhalten wir, nennen wir x' die Schwingung im Sinne des Hauptschnitts und y' die in winkelrechter Richtung:

$$x' = y \sin\omega + x \cos\omega$$
$$y' = y \cos\omega - x \sin\omega$$

Diese beiden Schwingungen lassen sich schreiben:

$$x' = A' \cos\left(2\pi \frac{t}{T} + \delta'\right)$$
$$y' = B' \cos\left(2\pi \frac{t}{T} + \delta''\right)$$

und man wird A', B', δ', δ'' nach der Fresnel'schen Regel erhalten können. Diese Gröſsen werden seyn:

$$\left.\begin{array}{l} A'^2 = \sin^2\alpha \sin^2\omega + \cos^2\alpha \cos^2\omega \\ \qquad + \frac{1}{2}\sin 2\alpha \sin 2\omega \cos\delta;\ \text{Schwing. in der Axe der } x \\ B'^2 = \sin^2\alpha \cos^2\omega + \cos^2\alpha \sin^2\omega \\ \qquad - \frac{1}{2}\sin 2\alpha \sin 2\omega \cos\delta;\ \text{Schwing. in der Axe der } y \end{array}\right\} \quad (13)$$

und

$$tang\,\delta' = \frac{\sin\alpha \sin\omega \sin\delta}{\cos\alpha \cos\omega + \sin\alpha \sin\omega \cos\delta}$$

$$tang\,\delta'' = \frac{\sin\alpha \cos\omega \sin\delta}{-\sin\omega \cos\alpha + \sin\alpha \cos\omega \cos\delta}$$

Diese beiden letzten Gleichungen dienen zur Berechnung des Phasenunterschiedes der beiden Strahlen und geben

$$tang\,(\delta' - \delta'') = \frac{\sin\delta \sin 2\alpha}{\sin 2\omega \cos 2\alpha - \sin 2\alpha \cos 2\omega \cos\delta}.$$

Will man die Richtung haben, für welche die Bilder Maxima und Minima sind, so muſs man die Formeln (13) in Bezug auf ω differentiren; sie geben:

$$-\cos 2\alpha \sin 2\omega + \sin 2\alpha \cos 2\omega \cos\delta$$
$$\cos 2\alpha \sin 2\omega - \sin 2\alpha \cos 2\omega \cos\delta$$

Da beide Differentiale bis auf das Zeichen gleich sind, so folgt daraus, daſs das eine Bild ein Maximum seyn werde, wenn das andere ein Minimum ist, und umgekehrt, und dieſs geschieht für die gefundene Richtung, indem man die Differentiale $= 0$ setzt; man erhält so:

$$tang\, 2\omega = tang\, 2\alpha \cos\delta$$

eine Relation identisch mit der, welche die Richtung der Axen der Ellipse giebt. Daraus folgt:

1) Das eine Bild wird also ein Maximum seyn, und das andere ein Minimum, wenn man den Hauptschnitt des zerlegenden Prisma's in die Richtung einer der Axen der Ellipse stellt.

Man wird auch bemerken, daſs die Formeln (12) und (13) einerseits für A^2 und A'^2, andererseits für B^2 und B'^2 gleiche Werthe geben.

2) Also ist die Intensität der Schwingung in Richtung der Axen der Ellipse proportional dem Quadrat der Länge derselben. Daraus folgt, daſs wenn der Hauptschnitt des Prisma's mit der groſsen Axe der Ellipse zusammenfällt, die Schwingung nach dieser Axe gerichtet ist, d. h. daſs der auſserordentliche Strahl ein Maximum seyn wird, wenn der ordentliche ein Minimum ist.

Ersetzt man in der Formel (14) den Winkel ω durch den Werth, welcher die Richtung der Axen giebt, so findet man:

$$tang\,(\delta' - \delta'') = \infty \text{ oder } \delta' - \delta'' = 90^\circ,$$

das heiſst:

3) Jede elliptische Schwingung kann in zwei nach Richtung der beiden Axen polarisirte Strahlen zerfällt werden, deren Intensitäten dem Quadrat der Längen die-

ser Axen proportional sind und deren Phasen um eine Viertelwelle abweichen.

Sucht man endlich die Bedingung, welcher der Winkel ω genügen muſs, damit die Intensitäten der beiden Bilder gleich seyen, so muſs man setzen:

$$A'^2 - B'^2 = 0,$$

was giebt:

$$\left.\begin{aligned} \cos . 2\,\omega' &= tang . 2\,\alpha \cos \delta = tang\, 2\,\omega \\ 2\,\omega' &= 90^0 \pm 2\,\omega \\ \omega' &= 45^0 \pm \omega \end{aligned}\right\} \quad (15)$$

4) Die beiden Bilder sind gleich, wenn der Hauptschnitt um 45° gegen die Axen der Ellipse neigt.

Diese Resultate lassen sich nun experimentell verwirklichen. Um nämlich die Lage der Axen der Ellipse zu erhalten, braucht man nur die Richtung des Hauptschnitts zu suchen, welche dem einen Bilde die gröſste und dem andern die kleinste Intensität verleiht; und wenn man das Längenverhältniſs der Axen haben will, hat man nur das Intensitätsverhältniſs dieser Bilder zu messen.

Da es bloſs die erste dieser Aufgaben ist, mit der ich beschäftigt bin, so will ich erklären, wie man den Versuchen eine hinreichende Genauigkeit geben kann. Offenbar wird in allen Fällen, wo die Ellipse nicht nahezu eine gerade Linie ist, der Unterschied zwischen dem Maximum und Minimum nicht sehr merklich und folglich die Richtung der Axen schwierig zu finden seyn. Allein wir können diese Bestimmung durch eine andere ersetzen, wenn wir uns erinnern, daſs sobald der Zerleger 45 Grad gegen die Richtung der Axen macht, die beiden Bilder gleich sind. Wir bestimmen also diese letztere Richtung, und indem wir dann den gefundenen Winkel um 45° vergröſsern oder verringern, haben wir die Lage der beiden Axen.

Um aber sichere Resultate zu erhalten, ist es durchaus nothwendig mit einem durch ein gut gewähltes rothes Glas homogen gemachten Lichte zu arbeiten; sonst haben die Bündel immer verschiedene Farben und der Proceſs ver-

verliert all seine Genauigkeit. Zu erwägen ist überdieſs, daſs es vier Richtungen von 45° Neigung gegen die Axen giebt, und daſs man für jede Incidenz die Azimute gleicher Farben ω, $90°+\omega$, $180°+\omega$ und $270°+\omega$ bestimmen können wird. Sind diese Richtungen einmal bekannt, so erhält man die der Axen, indem man sie um 45° vergröſsert oder verringert.

In den folgenden Tafeln ist immer das Azimut angegeben, für welches das auſserordentliche Bild ein Minimum wird, es ist das der kleinen Axe der Ellipse; es würde das Azimut der Polarisationsebene seyn, wenn die Ellipse in eine gerade Linie überginge.

Andrerseits ist die Richtung der Axen der Ellipse theoretisch gegeben durch die Formel

$$tang\,2\omega = tang\,2\alpha\,cos\,\delta,$$

wenn man sich der Bedingungsgleichung erinnert:

$$tang\,\alpha = \frac{J}{I}\,tang\,a.$$

Diese beiden Formeln erlauben den Winkel ω in Function von a, δ, I und J für jeden besonderen Einfallswinkel zu berechnen, und so kann man den Versuch mit der Rechnung vergleichen.

Ich habe drei Beobachtungsreihen an Spiegelmetall gemacht und dabei das Licht in den Azimuten 20° 15′, 46° und 71° 25′ polarisirt. Die Beobachtungen gaben bei mehrmaliger Wiederholung stets übereinstimmende Zahlen und die mittleren Resultate stehen mit der Theorie in vollem Einklang, wie man aus den folgenden Tafeln ersehen wird.

Spiegelmetall. — **Azimut der kleinen Axe der Oscillationsellipse des Aethertheilchens nach der Reflexion.**

Incidenz.	Licht polarisirt im Azimut 20° 15′.			Licht polarisirt im Azimut 46°.			Licht polarisirt im Azimut 71° 25′.		
	Azimut der kleinen Axe der Ellipse.		Unterschied.	Azimut der kleinen Axe der Ellipse.		Unterschied.	Azimut der kleinen Axe der Ellipse.		Unterschied.
	Beobachtet.	Berechnet.		Beobachtet.	Berechnet.		Beobachtet.	Berechnet.	
86	+15° 11′	+15° 9′	+0° 2′	+39° 24′	+39° 29′	−0° 5′	−20° 26′	−20° 45′	−0° 19′
84	+12 8	+12 12	−0 4	+36 13	+35 45	+0 28	−20 0	−20 0	0 0
82	+ 9 32	+ 9 6	+0 26	+32 31	+30 54	+0 37	−17 46	−18 2	−0 16
80	+ 6 41	+ 5 54	+0 47	+24 49	+23 28	+1 21	−14 5	−13 39	+0 26
78	+ 3 28	+ 2 51	+0 37	+14 54	+13 33	+1 21	− 8 46	− 7 34	+1 12
76	+ 0 12	+ 0 13	−0 1	+ 1 39	+ 1 45	−0 6	− 1 19	− 0 34	+0 45
74	− 1 57	− 2 14	−0 17	−10 49	−10 46	+0 3	+ 5 44	+ 5 45	−0 1
72	− 4 12	− 4 28	−0 16	−19 54	−19 5	+0 49	+ 9 59	+10 24	−0 25
70	− 6 27	− 6 12	+0 15	−26 14	−25 8	+1 6	+13 23	+13 56	−0 33
68	− 8 11	− 7 58	+0 13	−29 36	−28 57	+0 39	+15 39	+16 14	−0 35
66	− 9 23	− 9 19	+0 4	−32 6	−32 32	−0 26	+18 3	+17 57	+0 6
64	−10 23	−10 40	−0 17	−34 6	−33 49	+0 17	+18 55	+18 45	+0 10
62	−11 39	−11 46	−0 7	−35 40	−35 23	+0 17	+19 24	+19 28	−0 4
60	−12 43	−12 42	+0 1	−36 49	−36 47	+0 2	+19 46	+19 54	−0 8
58	−13 30	−13 32	−0 2	−37 48	−38 9	−0 21	+19 50	+20 10	−0 20
56	−14 2	−14 27	−0 25	−38 53	−39 2	−0 9	+20 0	+20 15	−0 15
54	−14 48	−14 55	−0 7	−39 31	−39 26	+0 5	+20 0	+20 25	−0 25

52	— 15 5	— 15 31	— 0 26	— 39 49	— 40 7	— 0 18		
50	— 15 49	— 16 5	— 0 16	— 40 15	— 40 44	— 0 29		
48	— 16 12	— 16 30	— 0 18	— 40 45	— 41 16	— 0 31		
46	— 16 35	— 16 55	— 0 20	— 41 4	— 41 45	— 0 41		
44	— 17 21	— 17 17	+ 0 4	— 41 30	— 42 11	— 0 41		
42	— 17 45	— 17 39	+ 0 6	— 42 5	— 42 35	— 0 30		
40	— 18 2	— 17 57	+ 0 5	— 42 36	— 42 57	— 0 21		
38	— 18 28	— 18 14	+ 0 9	— 42 52	— 43 17	— 0 25		
36	— 18 42	— 18 28	+ 0 14	— 43 13	— 43 36	— 0 23		
34	— 18 57	— 18 42	+ 0 15	— 43 33	— 43 53	— 0 20		
32	— 19 14	— 18 54	+ 0 20	— 43 55	— 44 9	— 0 14		
30	— 19 46	— 19 1	+ 0 45	— 44 21	— 44 23	— 0 2		

Nicht allein die Richtung der Axen der Ellipse zu kennen, ist interessant, weil sie eine Prüfung der theoretischen Formeln gestattet, sondern es giebt auch die bloſse Bestimmung dieser Unbekannten das Verhältniſs der Intensitäten $\frac{J^2}{I^2}$ der in den Hauptazimuten reflectirten Strahlen.

Erinnern wir uns, daſs das Azimut des Hauptschnitts, für welches die beiden Bilder gleich sind, gegeben wird durch die Formel:

$$tang\, 2\omega' = -\frac{cot\, 2\alpha}{cos\, \delta} \quad . \; . \; . \; . \; . \; (16)$$

Entwickelt man nun $cot\, 2\alpha$ und ersetzt α durch seinen Werth, so erhält man:

$$2\, cot\, \delta\, tang\, 2\omega' = \frac{1}{\frac{I}{J}\, cot\, a} - \frac{I}{J}\, cot\, a$$

Diese Formel enthält zwei Unbekannte, δ und $\frac{I}{J}$, welche nicht vom Versuch gegeben werden, und wenn man denselben zur Bestimmung einer der Unbekannten anwenden wollte, müſste man die andere kennen oder eliminiren. Durch eine geringe Abänderung des Versuchs läſst sich aber diese Aufgabe auf eine viel einfachere und von der Unbekannten δ unabhängige Form zurückführen.

Bemerken wir nämlich, daſs einer der beiden Winkel a und ω' willkührlich ist. Bisher polarisirten wir das Licht in einem Azimut $(90^0 - a)$, welches wir nach Belieben wählen konnten; wir drehten das doppeltbrechende Prisma bis zur Gleichheit der beiden Bilder und maſsen das Azimut ω'. Gegenwärtig können wir umgekehrt verfahren, d. h. das doppelt-brechende Prisma anfangs in ein für alle Versuche constantes, sonst aber beliebiges Azimut ω' bringen, dann das polarisirende Nicol'sche Prisma drehen und bei jeder Incidenz das Polarisationsazimut $(90^0 - a)$ messen, bei welchem die beiden Bilder gleich sind. Unter allen Werthen, die man ω' geben könnte, setze ich $\omega' = 0$, d. h. bringe den Hauptschnitt des doppelt-brechenden Prisma in die Einfallsebene. Die Formel wird dann:

$$0 = \frac{I}{J}\cot a - \frac{1}{\frac{I}{J}\cot a} \quad \text{oder} \quad \frac{J}{I} = tang\,(90^0 - a).$$

Der Phasenunterschied ist dann eliminirt und man gelangt zu folgendem, merkwürdig einfachem Resultat: Das Verhältniſs der Quadratwurzeln aus den Intensitäten der in der Einfallsebene und der darauf winkelrechten Ebene polarisirten Strahlen ist gleich der Tangente des Polarisationsazimuts des einfallenden Strahls, bei welchem die beiden Bilder gleich sind.

Diese Methode steht keiner bereits von mir beschriebenen an Genauigkeit nach. Sie erfordert nämlich keinen intermediären Körper, verlangt bloſs eine einzige Re-

flexion und erlaubt die Anwendung eines einfachen Lichts, was uns gegen die Fehler aus der ungleichen Brechbarkeit der Strahlen des weiſsen Lichtes schützt; endlich bestimmt sie den gesuchten Winkel *a* nicht durch Messung des Polarisationsazimuts eines Strahls, was immer wenig genau ist, sondern durch das Azimut, bei welchem zwei Farben gleich sind, was unendlich genauer und empfindlicher ist.

Spiegelmetall. — Verhältniſs der Quadratwurzeln aus den Intensitäten des reflectirten Lichts $\left(\frac{J}{I}\right)$.

Incidenzen.	Beobachtete Winkel 90° — *a*.	Verhältniſs $\frac{J}{I}$. Beobachtet.	Verhältniſs $\frac{J}{I}$. Berechnet.	Unterschiede.
86°	50° 20'	1,206	1,230	— 0,024
84	52 37	1,357	1,327	+ 0,030
82	54 43	1,413	1,419	— 0,006
80	55 41	1,465	1,476	— 0,011
78	56 1	1,483	1,507	— 0,024
76	56 40	1,520	1,515	+ 0,005
74	56 15	1,497	1,502	— 0,005
72	55 37	1,461	1,463	— 0,002
70	55 23	1,448	1,451	— 0,003
68	54 50	1,419	1,421	— 0,002
66	54 22	1,395	1,402	— 0,007
64	53 45	1,364	1,357	+ 0,007
62	53 22	1,344	1,329	— 0,015
60	52 24	1,298	1,301	— 0,003
58	52 0	1,280	1,275	+ 0,005
56	51 36	1,261	1,236	+ 0,025
54	50 45	1,224	1,228	— 0,004
52	50 20	1,206	1,206	
50	49 52	1,186	1,187	— 0,001
48	49 29	1,170	1,169	+ 0,001
46	49 5	1,154	1,152	+ 0,002
44	48 48	1,142	1,150	— 0,008
42	48 20	1,123	1,123	
40	48 10	1,117	1,110	+ 0,007
38	47 35	1,094	1,097	— 0,003
36	47 22	1,088	1,086	+ 0,002
34	47 6	1,076	1,076	
32	47 0	1,072	1,066	+ 0,006
30	46 48	1,065	1,058	+ 0,007

Ich schlieſse dieses Kapitel mit einigen Bemerkungen über die von Herrn de Sénarmont veröffentlichte Arbeit [1]).

Dieser Physiker lieſs einen in irgend einem Azimut polarisirten Strahl an Metall reflectiren, fing ihn nun mit einer Glimmerplatte von solcher Dicke auf, daſs die beiden Hauptstrahlen beim Durchlaufen derselben einen Gangunterschied von einer Viertelundulation erlangten, und brachte den Hauptschnitt dieser Platte in eine Richtung ω, welche die geradlinige Polarisation wieder herstellte. Offenbar läuft dieser Versuch auf Folgendes hinaus:

Der vom Metall elliptisch polarisirte Strahl zerfällt in zwei Bündel, polarisirt nach Ebenen parallel und winkelrecht gegen den Hauptschnitt der dünnen Glimmerplatte. Die Berechnung der Intensitäten und Phasen dieser Strahlen ist schon im Vorhergehenden ausgeführt; ihr Gangunterschied wird ausgedrückt durch folgende Formel:

$$tang\,(\delta' - \delta'') = \frac{sin\,\delta\;cos\,2\,\alpha}{sin\,2\,\omega\;cos\,2\,\alpha\;-\;sin\,2\,\alpha\;cos\,2\,\omega\;cos\,\delta}\;\;.\;.\;.\;(14)$$

In Folge des Durchlaufens der Glimmerplatte erlangen diese Strahlen abermals einen Phasenunterschied von einer Viertelwelle oder von 90°, welcher sich dem ersten entweder addirt oder subtrahirt. Damit die Polarisation wieder hergestellt werde, muſs die erhaltene Summe entweder Null oder gleich 180° seyn, was nur geschehen kann, wenn $(\delta' - \delta'')$ selber gleich $\pm 90°$ ist. Diese Bestimmung reducirt sich also auf die Aufsuchung einer Richtung, bei welcher die beiden winkelrechten Strahlen, in die die Ellipse zerfällt, einen Gangunterschied von einer Viertelwelle besitzen. Diese Richtung ist die eine der Axen der Ellipse; man erhält sie, wenn man setzt:

$$tang\,(\delta' - \delta'') = \infty, \text{ woraus } tang\,2\,\omega = tang\,2\,\alpha\;cos\,\delta.$$

Um für die eben gefundene Richtung die Intensitäten der winkelrecht polarisirten Strahlen zu erhalten, braucht

1) *Ann. de chim. et de phys. Ser. II. T. LXXIII, p.* 337. (S. Ann. Ergänzbd. I. S. 451.)

man nur A'^2 und B'^2 in den Formeln (13) zu berechnen und dabei ω durch seinen Werth zu ersetzen; diese Intensitäten sind den Längen der Axen proportional.

Bei den Versuchen des Herrn de Sénarmont ist der Phasenunterschied Null geworden und die Polarisation ist durch Superposition der beiden winkelrecht polarisirten Strahlen, deren Intensitäten A'^2 und B'^2 sind, wieder hergestellt; das Azimut der wieder hergestellten Polarisation ist also gegeben durch die Formel:

$$tang\, \beta = \frac{A'}{B'}.$$

Die Versuche des Herrn de Sénarmont messen folglich zwei Azimute:

1) das Azimut des Hauptschnitts der Glimmerplatte, und dieſs ist die Richtung einer der Axen der Ellipse;

2) das Azimut der wieder hergestellten Polarisation und die Tangente dieses Winkels drückt das Längen-Verhältniſs der Axen der Oscillationsellipse aus.

Ich hielt es für nöthig die theoretische Bedeutung dieser beiden Bestimmungen hervorzuheben, da sie die elliptische Bewegung der Aetherthеilchen nach der Reflexion am Metall vollständig definiren. Noch interessanter wäre es, die Theorie mit den Versuchen zu vergleichen, aber leider scheinen diese nicht genau genug zu seyn; practische Schwierigkeiten, die Herr de Sénarmont selber erkannt hat, stören die Beobachtungen und machen sie zuweilen unmöglich.

IV. Erscheinungen bei mehrfachen Reflexionen.

Obgleich ich schon bei Beschäftigung mit den Phasendifferenzen von den mehrfachen Reflexionen gesprochen habe, so bleibt mir noch zu zeigen, daſs alle Umstände dieser Versuche leicht vorhergesehen und berechnet sind; ich will dieſs zunächst für den Fall thun, daſs die reflectirenden Flächen parallel seyen.

Man wird sich erinnern, daſs mehre Reflexionen in gerader oder ungerader Zahl unter bestimmten Incidenzen

die ebene Polarisation wieder herstellen können, — eben so ferner, daſs wenn der einfallende Strahl in einem bestimmten Azimut polarisirt ist, z. B. links von der Einfallsebene, der reflectirte Strahl zuweilen rechts, zuweilen links von dieser Ebene polarisirt wird, — endlich daſs das Azimut des wieder hergestellten Strahls immer kleiner ist als das des einfallenden Strahls. Es giebt also, wie man sieht, bei dieser Erscheinung drei Punkte zu untersuchen, nämlich:

1) die Incidenz, bei welcher die Polarisation wieder hergestellt ist;

2) der Sinn des Azimuts des wieder hergestellten Strahls;

3) der absolute Werth dieses Azimuts.

Wir wollen sie nach der Reihe durchnehmen:

1. Die Winkel, bei welchen nach einer einzigen Reflexion, die Phasenunterschiede sind:

$$0, \frac{\pi}{m}, \quad \frac{2\pi}{m}, \quad \frac{3\pi}{m}, \ldots \frac{(m-1)\pi}{m}, \quad \frac{m\pi}{m}$$

lassen sich immer berechnen, denn da die Formeln für die Phasendifferenzen

$$tang\ \delta = tang\ 2\omega\ sin\ u\ , \ tang\ \omega = \frac{U\ cos\ i}{sin^2\ i}$$

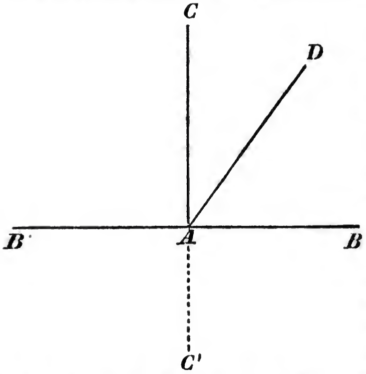
sind, so braucht man nur δ successiv durch die vorstehenden $(m+1)$ Werthe in diesen Gleichungen zu ersetzen; man erhält dann $(m+1)$ Werthe von i (deren erster $=0$ und deren letzter $=90^\circ$), bei welchen der Phasenunterschied den vorstehenden Gröſsen gleich ist. Läſst man das Licht m Mal unter den Incidenzen reflectiren, so werden die Phasenunterschiede Multipla von m und gleich

$$0, \ \pi, \ 2\pi, \ 3\pi, \ \ldots \ m\pi.$$

Es giebt also $(m+1)$ Incidenzen, mit Einschluſs der von 0° und 90°, oder, zwischen diesen, $(m-1)$, bei welchen die Polarisation wieder hergestellt wird und welche man mittelst der theoretischen Formeln berechnen kann. Bemerken wir noch, daſs es deren nicht mehre geben

kann, denn, damit die Polarisation wieder eben werde, ist es nothwendig und hinreichend, daſs der Phasenunterschied gleich sey einem Multiplum von π; da er zwischen den Gränz-Incidenzen für eine einzige Reflexion von 0 bis π schwankt, so liegt er nach m Reflexionen zwischen 0 und $m\pi$, und man kann zwischen diesen Zahlen nur $(m-1)$ Multipla von π finden. Es wird also zwischen 0° und 90° nur $(m-1)$ Winkel der wieder hergestellten Polarisation geben. Diese theoretischen Folgerungen bestätigen genau die Thatsachen; der erste Punkt ist also vollständig behandelt.

2. Es wird nicht schwer seyn, den Sinn der Polarisationsazimute vorauszusehen.



Gesetzt die Schwingung des einfallenden Strahls geschehe längs AD; sie wird in zwei nach den beiden Hauptebenen AB, AC gerichteten Schwingungen zerfallen. Nach m Reflexionen, wann die Polarisation wieder hergestellt ist, werden die Phasen der beiden Componenten um ein Multiplum von halben Wellen verschieden seyn; ist dieses Multiplum ein gerades, so ist der Unterschied eine ganze Zahl von Wellen. Die Schwingungen sind in demselben Fall, wie wenn er Null wäre; sie stimmen überein wie vor der Reflexion und ihre Resultante wird in dem Winkel CAB liegen. In diesem Fall wird der wieder hergestellte Strahl nach derselben Seite der Einfallsebene polarisirt seyn wie der einfallende Strahl.

Ist das Multiplum ein ungerades, so haben die componirenden Schwingungen zuletzt einen Gangunterschied von einer halben Welle; sie discordiren und die wieder

hergestellte Schwingung liegt im Winkel $B' A C'$ oder $C A B'$. Der Sinn der Polarisation ist also geändert.

Also für Winkel, die, nach m Reflexionen, zwischen den Hauptstrahlen Gangunterschiede gleich

$$0, \frac{2\lambda}{2}, \frac{4\lambda}{2}, \frac{6\lambda}{2}, \text{ u. s. w.}$$

geben, wird der wieder hergestellte Strahl rechts von der Einfallsebene polarisirt seyn, wenn es der einfallende Strahl ebenfalls war. Sind aber die Unterschiede

$$\frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \frac{5\lambda}{2}, \ldots$$

so wird die Ebene der wieder hergestellten Polarisation links von der Einfallsebene liegen.

Für den nächsten Winkel an 0 wird also die Polarisation links wieder hergestellt seyn, für den darauf folgenden rechts, und so abwechselnd fort bis zum letzten.

Es ist gut zu bemerken, daſs diese beiden Data: der Winkel, der die Polarisation wieder herstellt, und der Sinn des Azimuts des wieder hergestellten Strahls, absolut nur abhängen von dem Phasenunterschied der nach den Hauptebenen polarisirten Strahlen. Bald werden wir sehen, daſs das Azimut des wieder hergestellten Strahls nur von deren Intensität abhängt.

3. Da der einfallende Strahl immer im Azimut $(90^\circ - a)$ polarisirt ist, so zerfällt er in zwei andere, deren Amplituden $\cos a$ und $\sin a$ sind. Nach einer ersten Reflexion sind sie geworden:

$I \cos a$, Schwingung in der Einfallsebene
$J \sin a$, do. winkelrecht darauf.

Eine zweite Reflexion ertheilt ihnen proportionale Veränderungen; sie werden:

$$I^2 \cos a \;,\; J^2 \sin a.$$

Nach m Reflexionen werden sie

$$I^m \cos a \;,\; J^m \sin a$$

und wenn die Polarisation unter einer gewissen Incidenz hergestellt ist, wird die Cotangente des Schwingungsazimut, oder, was auf dasselbe hinausläuft, die Tangente

des Azimuts der wieder hergestellten Polarisation ausgedrückt durch das Verhältniſs der Schwingung in der Einfallsebene zu der winkelrecht darauf, so daſs man hat:

$$cot\, x = \frac{I^m \cos a}{J^m \sin a} = \left(\frac{I}{J}\right)^m cot\, a.$$

Um also nach *m* Reflexionen die Tangente der unter einem gegebenen Winkel wieder hergestellten Polarisation zu erhalten, muſs man für diese Incidenz das Verhältniſs $\frac{I}{J}$ berechnen, dasselbe in die Potenz *m* erheben und mit der Tangente vom Azimut des einfallenden Strahls multipliciren.

Wiederholen wir die schon gemachte Bemerkung: die Incidenz der wieder hergestellten Polarisation hängt nur von der Phasendifferenz ab, das Azimut nur vom Verhältniſs der Intensitäten. Man kann auf das Phänomen der wieder hergestellten Polarisation nicht Wichtigkeit genug legen; es ist das Resultat zweier Modificationen des Lichts: einer Aenderung der Phase und einer der Amplituden, bei welcher man zweierlei zu messen hat: eine Incidenz und ein Azimut, welche getrennte Functionen des Phasenunterschiedes und des Intensitätsverhältnisses der Hauptstrahlen sind, so daſs die Beobachtung der Incidenzen uns zur Bestimmung der Phasen gedient hat, und die der Azimute, in Ermangelung anderer Mittel, zur Aufsuchung des Intensitätsverhältnisses dienen könnte. Dieſs Phänomen würde also hinreichen, alle Elemente der Metall-Reflexion zu finden.

Die Versuche des Herrn Brewster bestätigen die Folgerungen der Theorie für den besonderen Fall, wo die Incidenz die des Polarisationsmaximum ist. Ich werde bei diesem Gegenstand auf die Abhandlung des Herrn de Sénarmont zurückkommen. Ich hielt es für nöthig, neue Versuche an einem noch nicht berücksichtigten Metall, am Kupfer, anzustellen, zugleich die Incidenzen und die Azimute der wieder hergestellten Polarisation

für jede mögliche Zahl von Reflexionen zu bestimmen und die Resultate theoretisch zu berechnen. Obgleich man im Voraus sicher seyn konnte, Rechnung und Versuch in Einklang zu finden, so schien die Probe doch nicht unnütz zu seyn.

Kupfer. — **Winkel und Azimute der durch mehrfache Reflexion wieder hergestellten Polarisation.** (das Azimut des einfallenden Strahls ist 45°.)

Anzahl der Reflexionen.	Winkel der wieder hergestellten Polarisation.		Unterschiede.	Azimute der wieder hergestellten Polarisation.		Unterschiede.
	Beobachtet.	Berechnet.		Beobachtet.	Berechnet.	
6	83° 33′	84° 14′	— 0° 41′	— 29° 40′	— 29° 57′	— 0° 17′
4	81 0	80 52	+ 0 8	— 30 3	— 31 36	— 1 33
6	77 40	77 33	+ 0 7	+ 22 35	+ 22 6	+ 0 29
3	78 0		+ 0 27	+ 32 20	+ 32 30	— 0 10
10	74 25	74 42	— 0 17	+ 11 5	+ 12 1	— 0 56
2	70 9		+ 0 9	— 34 0	— 33 15	+ 0 45
4	70 54		+ 0 54	+ 22 30	+ 23 16	— 0 46
6	70 0	70 0		— 16 0	— 15 45	+ 0 15
8	69 40		— 0 20	+ 11 35	+ 10 28	+ 1 7
10	70 0			— 6 35	— 7 0	— 0 25
10	64 40	64 28	+ 0 12	+ 13 30	+ 13 42	— 0 12
6	60 10	60 5	+ 0 5	+ 24 45	+ 25 3	— 0 18
3	60 40		+ 0 35	— 33 15	— 34 21	— 1 6
10	57 40	57 37	+ 0 3	— 16 0	— 16 57	— 0 57
4	55 5	55 24	— 0 19	— 31 30	— 32 54	— 1 24
8	55 18		— 0 6	+ 22 35	+ 22 42	— 0 7
10	49 40	48 40	+ 1 0	+ 23 30	+ 23 29	+ 0 1
6	45 0	44 56	+ 0 4	— 34 0	— 33 13	+ 0 47
8	42 10	43 39	— 1 29	— 30 15	— 30 27	— 0 12

Die letzten Versuche, welche wir zu prüfen haben, sind die, bei denen die beiden Einfallsebenen einen bestimmten Winkel ω unter sich bilden. Herr Brewster lieſs das Licht unter einem bestimmten und constanten Winkel an einer ersten Fläche reflectiren, suchte dann experimentell die Incidenz auf, bei welcher er das Licht an einer zweiten Fläche reflectiren lassen muſste, damit die Polarisation wieder hergestellt würde. Diese sind die Versuche, welche Herr Brewster durch ein empirisches, ohne Zweifel sehr sinnreiches, aber aller Bedeutung entblöſstes Verfahren vorgestellt hat (die Complemente der Einfallswinkel an der zweiten Fläche setzte er gleich den Fahrstrichen einer Ellipse); es wird nicht unnütz seyn zu zeigen, daſs die Theorie auch in diesem letzten Fall mit den Thatsachen in Einklang steht.

Der auf S. 461 u. s. f. ausgeführte Calcul gilt hier ohne Abänderung. Ein einfallender im Azimut ($90° - a$) polarisirter Strahl reflectirt sich an einer ersten Metallplatte unter einer bestimmten Incidenz; er giebt nach der Reflexion zwei in den Hauptazimuten polarisirte Strahlen, vorgestellt durch die Formeln:

$$x = \cos\alpha \cos 2\pi \frac{t}{T},$$

$$y = \sin\alpha \cos\left(2\pi \frac{t}{T} + \delta\right).$$

Diese beiden Bündel fallen auf eine zweite Fläche, deren Einfallsebene mit der der ersten einen Winkel ω macht; sie rufen zwei andere in den Hauptebenen der neuen Platte polarisirte hervor, deren Schwingungen bezeichnet werden durch:

$$x' = A' \cos\left(2\pi \frac{t}{T} + \delta'\right),$$

$$y' = B' \cos\left(2\pi \frac{t}{T} + \delta''\right),$$

und der Phasenunterschied dieser Strahlen vor der Reflexion an der zweiten Fläche wird ausgedrückt durch die Formel:

$$tang\,(\delta'-\delta'')=\frac{sin\,\delta\,sin\,2\,\alpha}{sin\,2\,\omega\,cos\,2\,\alpha - sin\,2\,\alpha\,cos\,2\,\omega\,cos\,\delta} \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

Wir haben demnach den einmal reflectirten Strahl in zwei Bündel zerlegt, die nach den Hauptebenen der zweiten reflectirenden Fläche polarisirt sind. Vor der Reflexion besitzen sie einen Gangunterschied $(\delta'-\delta'')$, und durch den Act der zweiten Reflexion erlangen sie einen neuen Phasenunterschied δ''', welcher sich dem ersten addirt und eine Summe $\delta'-\delta''+\delta'''$ giebt, Damit der Strahl dann wieder geradlinig polarisirt sey, ist es nöthig und hinreichend, daſs $\delta'-\delta''+\delta'''=\pi$, woraus $\delta'''=\pi-(\delta'-\delta'')$. Durch die Formeln (9) berechnet man, bei welchem Einfallswinkel an der zweiten Fläche diese Phasendifferenz entstehen könne, und hat dann nur noch den Versuch mit den Rechnung zu vergleichen.

Dieser Vergleich ist hier für zwei aus der Abhandlung des Herrn Brewster [1]) genommene Tafeln gemacht. In der ersten, für Silber geltenden, ist die Incidenz an der ersten Fläche 80°. Die Winkel der beiden Einfallsebenen stehen in der ersten Kolumne, und die folgenden enthalten die Complemente der Incidenzen, welche die ebene Polarisation wieder herstellten. Man wird die Unterschiede zwischen Versuch und Rechnung nur unbedeutend finden, wenn man erwägt, welche Schwierigkeit die genaue Messung der Azimute und Incidenzen bei so complicirten Versuchen darbieten muſs.

Versuche des Herrn Brewster mit *Silber*.
Incidenz an der ersten Fläche = 80°.

Winkel der beiden Einfallsebenen.	Phasendifferenz der Hauptstrahlen bei d. zweiten Incidenz.	Complement der Incidenzen, die bei einer zweiten Reflexion die geradlinige Polarisation wieder herstellen.		Unterschiede.
		Beobachtet.	Berechnet.	
+90° 0'	54° 19'	0° 0'	9° 24'	+0° 36'
78 45	57 51	0 0	9 53	+0 7
67 30	66 26	11 32	11 37	−0 5
56 15	79 56	14 20	14 33	−0 13
45 0	96 7	18 20	18 37	−0 17

1) *Philosoph. Transact. f.* 1830. (Ann. Bd. XXI. S. 243.)

Winkel der beiden Einfallsebenen.	Phasendifferenz der Hauptstrahlen bei d. zweiten Incidenz.	Complement der Incidenzen, die bei einer zweiten Reflexion die geradlinige Polarisation wieder herstellen. Beobachtet.	Berechnet.	Unterschiede.
33° 45′	110° 40′	21° 13′	23° 1′	— 1° 48′
22 30	120 30	25 20	26 32	— 1 12
11 15	125 25	26 55	28 29	— 1 34
0 0	125 41	28 2	28 37	— 0 35
— 11 15	122 90	24 40	26 30	— 1 50
22 30	113 34	21 0	23 59	— 2 59
33 45	100 4	16 40	19 44	— 3 4
45 0	83 53	14 35	15 28	— 0 53
56 15	69 19	11 10	12 12	— 1 2
67 30	59 30	10 0	11 13	— 1 13
78 45	54 35	10 0	9 15	+ 0 45
90 0	54 19	10 0	9 24	+ 0 36

Versuche des Herrn Brewster mit *Silber*.
Incidenz an der ersten Fläche = 68°.

+ 0° 0′	71° 38′	13° 0	12° 42	+ 0° 18′
+ 11 15	74 54	14 0	13 24	+ 0 36
+ 22 30	80 31	15 15	14 41	+ 0 34
+ 33 45	87 53	16 0	15 58	+ 0 02
+ 45 0	95 28	17 0	18 27	— 1 27
+ 56 15	102 22	19 0	20 25	— 1 25
+ 67 30	106 49	20 0	21 42	— 1 42
+ 78 45	108 57	20 0	22 0	— 2 0
+ 90 0	108 20	20 0	22 15	— 2 15
— 78 45	107 33	18 0	21 14	— 3 14
— 67 30	105 60	16 30	19 30	— 3 0
— 56 15	99 28	15 30	17 32	— 2 2
— 45 0	92 60	14 30	15 38	— 1 8
— 33 45	84 31	14 0	14 0	0 0
— 22 30	77 37	13 30	13 2	+ 0 28
— 11 15	73 10	13 0	12 37	+ 0 23
— 0 0	71 3	13 0	12 42	+ 0 18

In dieser Arbeit habe ich mir vorgenommen, nicht allein die von mir selbst angestellten Versuche kennen zu lehren, sondern auch die meiner Vorgänger in diesem Felde zu recapituliren und zu zeigen, daſs, Dank den mathematischen Theorien des Herrn Cauchy, die Aufgabe von der Reflexion an Metallen gegenwärtig vollkommen gelöst ist. Es bleiben noch einige experimentelle Untersuchungen zu machen übrig, welche, wenn sie auch leichter, dennoch nicht minder wichtig sind. Man

wird für jedes Metall die Werthe der Constanten zu bestimmen haben, um zu ermitteln, wie sie mit den Umständen variiren, welche die Politur, die Dichte und den Molecularzustand des Körpers ändern; man wird auch die verschiedenen einfachen Farben des Spectrums anwenden müssen, um von der Ungleichheit der Wirkung, welche die Metalle auf sie ausüben, die Gesetze aufzusuchen.

Folgerungen.

Die gegenwärtige Arbeit bezweckt zu bestimmen:

1. Die Intensität des von polirten Metallen reflectirten Lichts, wann der einfallende Strahl in dem Azimute 0° oder 90° polarisirt ist.

2. Das Verhältniſs dieser Intensitäten, durch ein anderes Verfahren.

3. Die Phasendifferenz dieser Strahlen nach der Reflexion.

4. Daſs die Resultate der Versuche vollkommen durch die mathematischen Formeln des Herrn Cauchy dargestellt werden.

5. Die Richtung der Axen der Ellipse, welche die Aethertheilchen, nach einer Reflexion an einem Metallspiegel, beschreiben, wenn der einfallende Strahl in irgend einem Azimute polarisirt ist.

6. Durch Rechnung und Versuche: die Incidenzen, bei welchen die Polarisation nach einer gewissen Zahl von Reflexionen an parallelen Flächen wieder geradlinig geworden ist.

7. Für alle Incidenzen: die Azimute der wieder hergestellten Polarisation.

8. Den Werth der Winkel der wieder hergestellten Polarisation, wenn die beiden Einfallsebenen gegen einander geneigt und die Incidenzen an den beiden Spiegeln ungleich sind.

V.

V. *Ueber die mechanischen Eigenschaften des Holzes;* *von HH.* Chevandier *und* Wertheim.

(Auszug aus der Abhandlung. Mitgetheilt von Hrn. Chevandier aus den *Compt. rend. T. XXIII.*)

Der Zweck dieser Arbeit war das Studium der mechanischen Eigenschaften einheimischer Hölzer unter theoretischem und practischem Gesichtspunkt. Wir untersuchten folgweise die allgemeinen Gesetze dieser Eigenschaften, den Gang derselben bei den Individuen und die Veränderungen, die aus Verschiedenheit der Art, des Alters, der Herkunft u. s. w. entspringen.

Im ersten Theil dieser Abhandlung geben wir einen Ueberblick der Arbeiten von Musschenbrock, Buffon, Duhamel du Monceau, Girard, Perronet, Bélidor, Rondelet, Barlow, Ebbels und Tredgold, Savart, Charles Dupin, Bevan, Wheatstone, Poncelet, Minard u. Desormes, Ardant, Hodgkinson, Hagen, Paccinotti u. Peri, und wir stellen die Aufgaben, deren Behandlung uns am interessantesten schien, sowohl wegen ihrer Wichtigkeit, als auch wegen der Ungewiſsheit, welche unsere Vorgänger hinsichtlich derselben hinterlassen haben. Diese Aufgaben bilden den Rahmen, in welchen wir glaubten unsere Untersuchungen einschlieſsen zu müssen.

Zu unsern Versuchen bedienten wir uns Bäume vom Westabhange der Vogesen, gewachsen auf Vogesensandstein, buntem Sandstein und Muschelkalk. Wir wählten diese Bäume unter verschiedenartigen und genau bekannten Umständen, was nicht möglich ist, wenn man die Hölzer so nimmt, wie sie gerade im Handel vorkommen.

Wir experimentirten mit vierundneunzig Individuen aus folgenden Geschlechtern: Eiche, Buche, Tanne, Fichte,

Hagebuche, Birke, Acacie, Ulme, Esche, Sycomore, Ahorn, Espe, Erle und Pappel; die meisten Versuche wurden mit den vier ersten gemacht.

Unsere Arbeit zerfällt in drei Theile:

1) Untersuchung der Verschiedenheiten, die sich etwa zwischen den verschiedenen Theilen eines selben Baumes finden, und bei denselben Hölzern aus Unterschieden der Feuchtigkeit entspringen können.

2) Untersuchung der mechanischen Eigenschaften ganzer Bäume, mit Rücksicht auf die Umstände, welche sie abändern können.

3) Untersuchung derselben Eigenschaften beim Eichen- und Tannenholz, zerschnitten in die in der Praxis üblichen Formen und Dimensionen.

Für den ersten Theil dieser Untersuchungen haben wir die Bäume im Sinne ihrer Fasern zerschnitten in quadratische Latten von 7 bis 10 Millimeter Seite und 2 Meter Länge, versehen mit der nöthigen Angabe, um zu wissen, von welchem Baume sie stammten, und wie ihre ursprüngliche Lage war.

Diese Latten wurden in vier verschiedenen Zuständen untersucht: 1) als grünes Holz, unmittelbar nach dem Fällen; 2) nach leichtem freiwilligen Trocknen im Laboratorio; 3) nach stärkerem Trocknen, durch Aussetzen der Luft und der Sonne in einer zweckmäſsigen Hülle von grober Leinwand; endlich 4) als völlig trocknes Holz, nach einem längeren Aufenthalt in einer auf 40 bis 50° C. gehaltenen Trockenstube.

Die Menge des in den Latten in diesem letzteren Zustande enthaltenen Wassers wurde durch Trocknen ihrer Späne im Vacuo bestimmt, und für die übrigen Fälle durch die successiven Gewichtsverlüste jeder Latte.

Ebenso schnitten wir Platten senkrecht gegen die Axe, Riegel im Sinne des Radius und in dem der Tangente der Jahresringe.

Die Dichtigkeiten dieser Latten und Riegel wurden

theils mit dem Volumenometer des Hrn. Regnault genommen, theils in einer mit Quecksilber gefüllten Stöpselflasche, theils endlich durch das absolute Gewicht, bei der Länge eines Meters und bei Querdimensionen, die mit dem Sphärometer gemessen wurden.

Die Schallgeschwindigkeit wurde bei den Latten nach Chladni's Verfahren mittelst des Longitudinaltons bestimmt. Die Gesetze der Elasticität wurden es durch die Methode der Verlängerungen, indem man jede Latte in drei verschiedenen Feuchtigkeitszuständen und mit den nöthigen Vorsichtsmaſsregeln, der Wirkung successiv wachsender Belastungen aussetzte und mit dem Kathetometer sowohl die elastischen als bleibenden Verlängerungen maſs.

Da die winkelrecht gegen die Fasern geschnittenen Riegel zu kurz waren, um Verlängerungen oder Längsschwingungen unterworfen zu werden, so bestimmten wir ihre Elasticitätscoëfficienten mittelst des Tons, den sie beim transversalen Schwingen gaben, und daraus leiteten wir die Schallgeschwindigkeit ab.

Endlich wurde die Cohäsion durch Zerreiſsen der Latten und Riegel mittelst Zug bestimmt.

An ganzen Bäumen konnte die Untersuchung der mechanischen Eigenschaften entweder an Stämmen in ihrer ganzen Länge, oder bloſs an Stücken dieser Stämme geschehen.

Im ersten Fall war es unmöglich, den Einfluſs der Höhe zu untersuchen; überdieſs war es sehr schwierig, den Apparat beständig der Länge gemäſs abzuändern und die Formeln auf Resultate anzuwenden, die an unregelmäſsig konischen Stücken, wie die Bäume sind, genommen wurden. Hätte man sie andrerseits auf eine regelmäſsige Form zurückführen gewollt, so hätte man die äuſseren Schichten gröſstentheils fortnehmen müssen, und dieſs würde sie nahezu in die Umstände der in der Praxis üblichen Stücke versetzt haben, mit denen wir in besonderen Versuchen beschäftigt waren. Wir zogen es also

vor, aus den gesündesten und regelmäſsigsten Theilen jedes Stammes Stümpfe (*billes*) von 2 Meter Länge zu nehmen. Diese Stümpfe wurden abgerindet und cylindrisch zugearbeitet, was wegen ihrer geringen Länge leicht war, da man an der Basis nur eine geringe Holzdicke fortzunehmen brauchte.

Die Dichtigkeit bestimmte man aus dem absoluten Gewicht, der Länge und dem mittlern Durchmesser.

Der Elasticitätscoëfficient wurde durch Beugen bestimmt, mittelst einer Last in der Mitte der Stümpfe, deren Enden auf zwei steinernen Unterlagen ruhten von solcher Stärke, daſs sie Lasten von mehr als 10,000 Kilogrm. tragen konnten. Diese Unterlagen bildeten den oberen Theil eines gemauerten Brunnens, in dem ein Apparat angebracht war, der solche Lasten trug und sie ohne Ruck und ohne alle Gefahr für die Hülfsarbeiter zu entfernen erlaubte. Die Messungen geschahen mittelst eines Kathetometers mit der Vorsicht, die Compression der Unterlagen in Rechnung zu nehmen und nur kleine Bewegungen hervorzubringen, um in den Bedingungen zu bleiben, für welche die Formeln aufgestellt waren.

Nach jedem Beugungsversuch wurde der Wassergehalt des Holzes direct bestimmt, aus Spänen, die so abgenommen waren, daſs sie den ganzen Stumpf repräsentirten.

Die Cohäsion haben wir nicht bestimmt, weil es schwierig gewesen wäre, Stümpfe von nur 2 Meter Länge und einem oft groſsen Durchmesser zu zerreiſsen.

In dem Theil unserer Arbeit, der sich mit den in der Praxis üblichen Stücken von Eichen- und Tannenholz befaſst, haben wir mit Brettern und Bohlen dieser beiden Hölzer experimentirt, auch mit Werkstücken von verschiedenen Dimensionen, von Sparren (Stücken von $0^{m},08$ auf $0^{m},10$) bis zu stärkeren Balken (Stücken von $0^{m},23$ auf $0^{m},25$), und an Länge beim Eichenholz von 4 bis 7 Meter, beim Tannenholz von 10 bis 14. Alle diese Hölzer

waren mit scharfen Kanten zugearbeitet, so daſs sie regelmäſsigere Prismen darstellten als die gewöhnlich angewandten Stücke.

Die Dichtigkeit wurde wie vorhin bestimmt.

Der Elasticitätscoëfficient wurde es mittelst eines analogen Apparats wie zu den Stümpfen gedient hatte. Da wir aber bei diesen Versuchen bis zum Zerreiſsen gehen muſsten, so haben wir, um alle Gefahr zu vermeiden, auf diese Stücke Wasserlasten wirken lassen, welche überdieſs den Vortheil haben, daſs sie mittelst einer daneben angebrachten Pumpe langsam und ohne Ruck vergröſsert werden können. Diese Lasten wurden in Kübel (*foudre*), versehen mit Schwimmern, aufgenommen, so daſs man jeden Augenblick die Menge des darin enthaltenen Wassers und folglich die mitten auf das Stück wirkende Last erkennen konnte. Die elastischen und bleibenden Pfeile und die Niederdrückungen der Stützen wurden wie bei den Stümpfen gemessen.

Die Cohäsion wurde bestimmt, indem man die Wasserlasten bis zum Zerbrechen steigerte.

Bei keinem dieser letzteren Versuche haben wir den Feuchtigkeitsgrad bestimmt, weil diese Hölzer sich unter den Umständen der gewöhnlich angewandten befanden.

Wir sind bewogen worden, bei jeder dieser Untersuchungen eine groſse Anzahl von Experimenten zu machen, hauptsächlich mit den Hölzern, die an dem Orte, wo wir operirten, am gewöhnlichsten sind; denn sobald man mit organischen Körpern zu thun hat, lassen sich die Gesetze durch Versuche an einem einzigen Individuum nicht bestimmen, weil diese Körper immer Unterschiede in der Organisation zeigen. Bei den Hölzern insbesondere sind die Unregelmäſsigkeit des Wachsthums, die Veränderungen in Dicke und Richtung, welche man bisweilen in den Schichten antrifft, die Aeste und andere Umstände, welche man weder voraussehen, noch sogar immer nachweisen kann, eben so viele Ursachen zu Regellosigkeiten in den

Zahlen. So haben wir, ohne uns bei besonderen Ausnahmen aufzuhalten, in der Gesammtheit der Thatsachen die allgemeinen Gesetze derselben aufgesucht.

Folgendes sind die allgemeinen Resultate, zu denen wir gelangt sind.

Mittlere Resultate der Versuche, angestellt in Richtung der Fasern an mehren Bäumen derselben Art und auf 20 Procent Feuchtigkeit zurückgeführt.

Holz von	Dichtigkeit.	Schallgeschwindigkeit.	Elasticitätscoëfficient.	Verhältn. d. Elasticitätscoëff. gefunden durch Schwingung zu dem durch Verlängerung.	Elasticitätsgränze.	Cohäsion.	Für einen Feuchtigkeitsverlust von 1 Procent. Coëff. der transversal. Contraction.	Coëfficienten der Veränderung in Dichtigkeit.	Coëfficienten der Veränderung in Schallgeschwindigkeit.
Acacien	0,717	14,19	1261,9	1,193	3,188	7,93	0,00300	0,00555	0,00576
Tannen (*sapin*)	0,493	13,96	1113,2	1,056	2,153	4,18	0,00467	0,01026	0,00798
Hagebuche	0,756	11,80	1085,7	1,105	1,282	2,99	0,00149	0,00743	0,00951
Birke	0,812	13,32	997,2	1,212	1,617	4,30	0,00347	0,00422	0,00943
Buche	0,823	10,06	980,4	1,087	2,317	3,57	0,00412	0,00486	0,01068
Quercus pedunculat.	0,808		977,8			6,49			
Quercus robur	0,872	11,58	921,3	1,117	2,349	5,66	0,00461	0,00427	0,00805
Pinus sylvestris.	0,559	10,00	564,1	1,086	1,633	2,48	0,01093	0,01056	0,01369

Mittlere Resultate der Versuche, angestellt in Richtung der Fasern an einem einzigen Baume jeder Art und auf 20 Procent Feuchtigkeit zurückgeführt.

Hagebuche	0,723	12,40	1165,3	1,175	1,842	6,99	0,00294	0,00386	0,01006
Sycomore	0,692	13,43	1163,8	1,139	2,303	6,16	0,00312	0,00423	0,00540
Esche	0,697	14,05	1121,4	1,246	2,029	6,78	0,00121	0,00501	0,00489
Erle	0,601	13,95	1108,1	1,121	1,809	4,54	0,00280	0,00410	0,00897
Espe	0,602	15,30	1075,9	1,035	3,082	7,20	0,00385	0,00230	0,00803
Ahorn	0,674	12,36	1021,4	1,068	2,715	3,58	0,00328	0,00363	0,00929
Pappel	0,477	12,89	517,2	1,007	1,484	1,97	0,00583	0,00450	0,00592

Die hier gegebenen Schallgeschwindigkeiten sind die Mittel aus den direct an Latten gefundenen Geschwindigkeiten, während die Elasticitätscoëfficienten nur aus der Gesammtheit unserer Versuche abgeleitet sind. Es sind also nicht entsprechende Werthe.

Versuche gemacht in den Richtungen des Radius und der Tangente.

Hölzer.	In Richtung des Radius.			In Richtung der Tangente.		
	Elasticitäts-coëfficient.	Schallge-schwindigkeit.	Cohäsion.	Elasticitäts-coëfficient.	Schallge-schwindigkeit.	Cohäsion.
Hagebuche	208,4	10,28	1,007	103,4	7,20	0,608
Espe	107,6	9,72	0,171	43,4	5,48	0,414
Erle	98,3	8,25	0,329	59,4	6,28	0,175
Sycomore	134,9	9,02	0,522	80,5	6,85	0,610
Ahorn	157,1	9,26	0,716	72,7	6,23	0,371
Eiche	188,7	9,24	0,582	129,8	7,76	0,406
Birke	81,1	6,46	0,823	155,2	9,14	1,063
Buche	269,7	11,06	0,885	159,3	8,53	0,752
Esche	111,3	8,39	0,218	102,0	7,60	0,408
Ulme	122,6	8,56	0,345	63,4	6,11	0,366
Pappel	73,3	8,44	0,146	38,9	6,32	0,214
Tanne	94,5	8,05	0,220	34,1	4,72	0,297
Fichte	97,7	8,53	0,256	28,6	4,78	0,196

Versuche mit Stücken, Bohlen und Brettern von Tannenholz.

Uebliche Bezeichnung.	Zahl der Stücke.	Abstand der Stützen. Met.	Länge. Met.	Breite. Centim.	Dicke. Centim.	Gewicht. Kilogrm.	Spec. Gewicht.	Elasticitäts-coëfficient.	Last zum Zerreiſsen. Kilogrm.
11 bis 12	1	13,00	14,00	28,99	32,41	697,00	0,530	1136,7	6404
9 » 10	1	11,00	13,00	25,46	28,35	475,00	0,506	1156,7	5394
8 » 9	3	9,00	10,48	22,30	24,30	310,75	0,548	1026,9	3447
6 » 7	3	9,00	10,46	16,99	19,63	183,60	0,525	1245,0	2082
Sparre	3	9,00	10,47	9,27	12,31	57,48	0,481	1257,6	517
Bohle	15	3,02	4,24	24,63	5,40	27,79	0,493	1089,8	917
Balken	42	3,02	4,25	24,13	2,78	13,74	0,479	1202,2	264

Vergleiche mit Stücken, Bohlen und Brettern von Eichenholz.

Uebliche Bezeichnung.	Zahl der Stücke.	Abstand der Stützen. Met.	Länge. Met.	Breite. Centim.	Dicke. Centim.	Gewicht. Kilogrm.	Spec. Gewicht.	Elasticitäts-coëfficient.	Last zum Zerreiſsen. Kilogrm.	
$8\frac{1}{4}$ bis $9\frac{1}{2}$	1	5,50	5,87	23,18	25,28	346,70	1,008	825,1	7889	*Querc. robur.*
8 » 9	1	5,50	6,11	21,67	23,67	300,30	0,958	822,3	7189	*Querc. robur.*
7 » 8	1	5,50	7,06	19,07	22,00	273,20	0,922	858,9	5225	*Querc. robur.*
6 » 7	1	5,50	6,82	15,99	18,90	191,30	0,928	1007,0	5525	*Querc. robur.*
5 » 6	1	5,50	6,54	13,67	16,10	141,70	0,985	638,1	2225	*Querc. robur.*
Sparre	1	3,00	4,01	8,28	8,14	17,20	0,636	601,3	540	*Querc. pedunculat.*
Sparre	1	2,50	4,00	7,82	8,04	19,10	0,759	774,3	735	*Querc. pedunculat.*
	1	5,50	6,50	29,34	5,46	71,30	0,685	965,8	435	*Querc. pedunculat.*
	1	3,00	3,65	14,34	4,22	18,20	0,824	1210,7	375	*Querc. pedunculat.*
	1	3,00	3,37	24,22	2,82	16,40	0,712	1251,2	335	*Querc. pedunculat.*

Es ist nicht immer möglich, aus den eben gegebenen Zahlen *a priori* zu schlieſsen, welches die beste Anwendung der Hölzer in der Praxis sey. Diese Anwendung ist nämlich oft abhängig von der Steife derselben, von ihrem Widerstande gegen Compression und Torsion, von ihrer Härte, ihrem Gefüge u. s. w., und vor allem von ihrer Dauerhaftigkeit. Wir müssen auch daran erinnern, daſs unsere Versuche nur mit Bäumen aus den Vogesen angestellt wurden, es also auch nur Hölzer von dieser Herkunft sind, auf welche unsere Resultate strenge Anwendung finden.

Die Acacie besitzt in dieser Beziehung die ausgezeichnetsten Eigenschaften. Sie vereinigt die stärkste Cohäsion, den gröſsten Elasticitätscoëfficienten, und die gröſste Elasticitätsgränze mit der gröſsten Härte und gröſsten Dauerhaftigkeit. Ihr Holz, bisher noch von sehr eingeschränktem Gebrauch, könnte also in vielen Fällen, z. B. für Eisenbahnschwellen, sehr nützlich angewandt werden, besonders wegen ihres schnellen Wachsthums und leichten Fortkommens in den meisten Bodenarten. Es könnte an den Seiten und öden Einfassungen dieser Bahnen angebaut werden, also an den Orten selbst, wo es später verbraucht wird.

Das Tannenholz (*sapin distique*) kommt nach dem Acacienholz, was Gröſse des Elasticitätscoëfficienten betrifft; seine Cohäsion, obgleich geringer als bei mehren anderen Gattungen, ist dennoch stark genug, daſs seine Anwendung sehr vortheilhaft wird, allemal wenn es sich darum handelt, einen groſsen elastischen Widerstand bei einem Stücke von verhältniſsmäſsig geringem Gewichte zu haben; dagegen machen seine geringe Elasticität und Cohäsion im Sinne des Radius und in dem der Tangente es weniger geeignet, dem Abreiſsen und der transversalen Compression zu widerstehen. Da übrigens die Tannen ihre stärksten Holzfasern in der Nähe des Umfangs haben, so müſste man sie wo möglich als Bäume in ihrer

natürlichen Form anwenden und nicht viereckig behauen, wie man gewöhnlich thut. Aus demselben Grunde sind die aus der Nähe des Umfangs geschnittenen Bretter und Bohlen auch die besseren, und wenn man der Mitte nach gespaltene Hölzer anzuwenden hat, ist es vorzuziehen, sie so anzubringen, daſs die gröſste Kraft auf den äuſseren Theil ausgeübt wird.

Das Eichenholz besitzt die Eigenthümlichkeit, daſs es ohne für irgend eine der mechanischen Eigenschaften die höchste Zahl zu zeigen, es dennoch alle in einem sehr starken Grade in sich vereinigt. Diese Gesammtheit von Eigenschaften macht es fast zu allen Anwendungen gleich gut geeignet und erklärt die wichtige Rolle, welche es in der Praxis spielt. Der Vorzug, welchen man dem Kernholz vor dem Splint, und dem Holz vom Fuſs vor dem vom Wipfel giebt, ist bei der Eiche vollkommen begründet, weil in diesen Theilen die mechanischen Eigenschaften ihr Maximum erreichen. Fügen wir noch hinzu, daſs, nach unseren Versuchen, das Holz von jungen Bäumen, bei gleicher Dicke, stärker ist als das von alten, und daſs ebenso das Holz von *Quercus pedunculatus* stärker ist als das von *Quercus robur*.

Hagebuche, Buche und Birke haben Elasticitätscoëfficienten wenig höher oder gleich denen der beiden Arten von Eichen, aber ihre Cohäsion ist viel schwächer, und ebenso, die Buche ausgenommen, ihre Elasticitätsgränze. Diese Bäume sind besonders merkwürdig wegen ihrer groſsen Elasticität und groſsen Cohäsion in senkrechter Richtung auf die Fasern. In dieser Beziehung könnten sie bei Eisenbahnen von guter Anwendung seyn, besonders wenn es gelänge, sie ohne Nachtheil für ihre mechanischen Eigenschaften zu conserviren. Diese Stärke in den Querrichtungen macht sie auch sehr geschickt zu Radzähnen, und die Reihe, nach welcher die Practiker sie in dieser Beziehung ordnen, stimmt mit den Werthen ihrer Cohäsion in Richtung des Radius.

Die Fichte (*Pinus sylvestris*) giebt schwächere Zahlen als alle übrigen Gattungen, die Pappel ausgenommen. Dieſs hat uns um so mehr gewundert, als die Fichte, was wenigstens die Elasticität betrifft, im Allgemeinen für gleich und zuweilen gar für besser als die Tanne gehalten wird. Ehe man aber diese Zahlen als wahren Ausdruck der mechanischen Eigenschaften der vogesischen Fichten betrachten kann, wäre es nothwendig, neue Versuche mit Bäumen dieser Art im Ganzen anzustellen. Wir haben nämlich in den Wäldern, aus denen wir unsere Bäume nahmen, nur vereinzelte, sehr rasch aufgeschossene Individuen angetroffen, und die Forstverwaltung verweigerte uns, einen Baum aus dem in unserer Nachbarschaft befindlichen schönen Hochwald von Fichten zu fällen, was uns die Anstellung eines vergleichenden Versuchs erlaubt haben würde.

Von jeder der übrigen Gattungen haben wir nur Einen Baum untersucht, und zwar in einigen Fällen nur einen von geringem Alter oder Durchmesser. Daher begnügen wir uns, die gefundenen Zahlen zu geben, ohne bei ihnen practische Betrachtungen erheben zu wollen, desto mehr, als einige der Resultate, z. B. die Cohäsion des Espenholzes, in Widerspruch stehen mit den hergebrachten Ansichten über den relativen Werth dieser Gattungen. Abgesehen von dieser Zahl für die Espe kann man diese Gattungen, ihren mechanischen Eigenschaften nach, folgendermaſsen ordnen: Ulme, Esche, Sycomore, Erle, Espe, Ahorn, Pappel.

Folgerungen.

Aus der Gesammtheit unserer Versuche glauben wir folgende Schlüsse ziehen zu können:

1. Die Werthe der Elasticitätscoëfficienten und Schallgeschwindigkeiten fallen, aus den Schwingungen abgeleitet, höher aus als aus den Verlängerungen. Die Verhältnisse der von beiden Methoden gelieferten Zahlen sind nahe gleich für Bäume derselben Species, wie auch der

Feuchtigkeitszustand derselben seyn möge. Mittelst ihrer kann man den wirklichen Elasticitätscoëfficienten aus der Schallgeschwindigkeit, und umgekehrt diese aus jenem, finden.

2. Die durch Belastungen im Sinne der Fasern erzeugten Verlängerungen bestehen aus einem elastischen Theil, welcher sehr nahe den Belastungen proportional ist, und aus einem bleibenden Theil, der selbst bei relativ kleinen Lasten meſsbar ist und dessen Gröſse nicht allein mit der Belastung, sondern auch mit der Zeit der Wirkung dieser variirt.

3. Dieſs Gesetz gilt auch für die Pfeile, welche selbst sehr starke Werkstücke annehmen, wenn sie, mit ihren Enden auf Stützen ruhend, in der Mitte durch allmälig vergröſserte Gewichte belastet werden.

4. Die durch Biegung eines Stumpfes von 2 Meter Länge gefundenen Elasticitätscoëfficienten stimmen im Allgemeinen wohl mit den mittleren Coëfficienten, welche Versuche über die Verlängerung einer groſsen Zahl von aus diesem Stumpfe geschnittenen Latten ergeben. Diese Uebereinstimmung zeigt sie jedoch nicht bei den harzigen Bäumen; die Pfeile dieser sind immer weit gröſser als sie zufolge der Verlängerung der Latten seyn müſsten.

Wenn die Stücke eine sehr beträchtliche Länge gegen ihren Querschnitt haben, kommen die durch Beugung erhaltenen Zahlen immer denen nahe, welche durch Verlängerung gefunden werden, von welcher Natur der Baum übrigens seyn möge.

5. Latten, genommen aus denselben Jahresschichten an verschiedenen Stellen, aber in gleicher Höhe, zeigen wohl einige Unterschiede in ihren mechanischen Eigenschaften, ohne daſs aber zwischen den beobachteten Verschiedenheiten und der ursprünglichen Lage der Latten in dem Baum eine Beziehung zu den Weltgegenden stattfände.

6. Im Allgemeinen nimmt die Dichtigkeit mit der

Austrocknung zu und proportional derselben. Bezeichnet man mit d und d' die Dichtigkeiten für die Feuchtigkeiten h und h' (h gröſser als h' angenommen), und mit c den Coëfficient der Dichtigkeitsveränderung für einen Wasserverlust von 1 Proc., und setzt man $h - h' = H$, so hat man

$$d' = d(1 - cH)$$

Die Schallgeschwindigkeit wächst mit der Austrocknung und proportional dieser. Sind v und v' die Schallgeschwindigkeiten für die Feuchtigkeiten h und h', und ist c der Coëfficient der Veränderung der Schallgeschwindigkeit für einen Wasserverlust von 1 Procent, so hat man

$$v' = v(1 + c'H)$$

Der Elasticitätscoëfficient nimmt zu mit der Austrocknung gemäſs der Formel

$$E' = E(1 - cH)(1 + c'H)^2$$

Die relativen Werthe von c und c' sind für alle den Versuchen unterworfenen Hölzer der Art, daſs E' zugleich mit H wächst.

Die Elasticitätsgränze steigt und das Verlängerungsmaximum nimmt ab mit der Austrocknung (wir nehmen hier diese beiden Eigenschaften in ihrer üblichen Bedeutung).

Die Cohäsion nimmt fast in allen Fällen mit den successiven Wasserverlüsten zu und in einem ziemlich starken Verhältniſs; allein sie ist, vermöge ihrer Natur, zu veränderlich, als daſs man dieses Resultat dem Calcul unterwerfen könnte. Ist die Austrocknung künstlich bis zu einem Rückhalt von 10 Proc. Wasser getrieben, so wird das Holz so brüchig, daſs es nicht mehr möglich ist, Versuche über das Abreiſsen mit einiger Genauigkeit anzustellen.

7. Bei der Tanne, jeden Alters, bei der Fichte, Hagebuche, Esche, Ulme, Ahorn, Sycomore, Espe und Erle, zum Theil auch bei der Acacie nehmen die mechanischen Eigenschaften constant und zuweilen in sehr starkem Verhältniſs vom Mittelpunkt zum Umfang zu. Bei den har-

zigen Hölzern und im Allgemeinen bei denjenigen Arten, deren Schichten immer für Flüssigkeiten durchdringlich bleiben, scheint diese Zunahme vom Alter unabhängig zu seyn. Bei alten Eichen und Birken folgen die Eigenschaften einem umgekehrten Gang, d. h. nachdem sie bis zum Drittel des Radius zugenommen haben, nehmen sie bis zum Umfang ab. Bei der Buche endlich zeigen junge Bäume den aufsteigenden Gang, ältere den absteigenden; dieſs scheint darauf hinzudeuten, daſs bei Bäumen, deren ältere Schichten verschwinden, um Kernholz zu bilden, diese Umwandlung den Gang der Eigenschaften abändert.

8. Bei jedem einzelnen Jahresring nehmen die mechanischen Eigenschaften mit der Höhe des Baumes ab; eben so verhält es sich mit den Richtungen senkrecht auf die Axe.

Für den ganzen Stamm zeigt sich Abnahme mit der Höhe nur bei den Gattungen, deren schwächste Schichten am Umfang liegen, und dieſs ist wirklich bei der Eiche der Fall. Bei andern Gattungen aber kann Abnahme, Beständigkeit und Zunahme stattfinden, je nach den Verhältnissen zwischen dem Gesetz der Abnahme vom Mittelpunkt zum Umfang und dem Gesetz der Zunahme in den Schichten von unten nach oben. Indeſs sind die Fälle der Abnahme mit der Höhe im Allgemeinen die häufigeren.

9. Die Verhältnisse zwischen Elasticität und Cohäsion sowohl im Sinne der Fasern als in dem des Radius und der Tangente schwanken nicht merklich mit der Höhe in einem selben Baum, noch in Bäumen derselben Gattung, wohl aber, wenn man die verschiedenen Gattungen unter einander vergleicht. Wenn man die mittleren Elasticitätscoëfficienten und Cohäsionen im Sinne der Axe als Einheiten nimmt, findet man durchschnittlich für die Elastitätscoëfficienten im Sinne des Radius und der Tangente der Bäume: 0,165 und 0,091, und für die Cohäsionen in diesen beiden Richtungen: 0,163 und 0,159.

10. Zwischen der Dichtigkeit der Bäume und ihrem

Alter, der Dicke ihrer Schicht, der Stellung gegen die Himmelsgegend, und der Natur des Bodens bemerkt man kein regelmäſsiges Verhältniſs.

11. Die Zeit des Fällens der Bäume scheint auf die mechanischen Eigenschaften derselben nicht einzuwirken.

12. Elasticitätscoëfficient und Cohäsion nehmen in dem Maaſse ab, als das Alter der Bäume zunimmt.

13. Die relative Dicke der Schichten kann nicht als erste Ursache der Unterschiede betrachtet werden, die in einem selben Baume und auch zwischen Individuen vorkommen. Bei der Tanne freilich geht das Dünnerwerden der Schichten oft im gleichen Sinne mit der Zunahme der Eigenschaften vom Mittelpunkt zum Umfang; allein diese Zunahme bleibt auch im gegentheiligen Falle merklich.

14. Hölzer, gewachsen auf der Nord-, Nordost- oder Nordwestseite, oder auf trocknem Boden, haben im Allgemeinen einen höheren Elasticitätscoëfficienten, desto mehr, wenn beide Umstände vereinigt waren, während Bäume aus sumpfigem Boden schwächere Coëfficienten darbieten. Diese Einflüsse sind besonders bei der Buche am merkbarsten.

15. Die Buchen vom Vogesensandstein zeigen eine höhere Elasticität als die vom bunten Sandstein und Muschelkalk.

16. Bei einem und demselben Baume befolgen die verschiedenen mechanischen Eigenschaften fast immer einen parallelen Gang. So zeigt die dichteste Schicht gewöhnlich die gröſste Schallgeschwindigkeit, den höchsten Elasticitätscoëfficienten und die stärkste Cohäsion; allein dieſs Verhältniſs, welches schon in einem selben Baum zu wenig constant ist, um durch eine Formel ausgedrückt zu werden, findet sich beim Vergleiche verschiedener Bäume derselben Art nur selten wieder, und bei Bäumen verschiedener Natur verschwindet es ganz.

VI.

VI. *Ueber die Schallschwingungen des Wassers; von Hrn. W. Wertheim.*

(*Compt. rend. T. XXIV, p.* 656.)

Die Gesetze der Schallschwingungen der Flüssigkeiten können als unbekannt betrachtet werden. Freilich weiſs man, daſs Flüssigkeiten den Schall gut leiten, weiſs überdieſs durch die Versuche des Hrn. Cagniard de Latour, daſs Töne im Wasser erzeugt werden, wenn man demselben durch starre Körper eine Reihe regelmäſsiger Stöſse ertheilt, und daſs das Wasser beim Hervortreten aus einer engen Oeffnung einen pfeifenden Ton erzeugt, welcher sich einer flüssigen Säule mittheilen läſst und je nach der Höhe dieser Säule gewisse Abänderungen anzunehmen vermag. Savart hat die das Ausflieſsen der Flüssigkeiten begleitenden Pulsationen studirt, sowie auch die Veränderungen, welche die Gestalt des Wasserstrahls durch Wirkung von Tönen erleidet.

Aber diese Versuche können weder zur Kenntniſs der einem gewissen Flüssigkeitsvolum eigenen Töne führen, noch zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit, noch zur Bestätigung der durch Analyse aufgefundenen Gesetze dieser Schwingungen. Um diese Lücke auszufüllen, habe ich versucht, für Flüssigkeiten das Mittel anzuwenden, welches sich für Luft und Gase so brauchbar erwiesen hat.

Ich bediente mich dazu einer messingenen Orgelpfeife mit weitem Mundstück und aus drei aneinander schraubbaren Theilen bestehend, jeder von 0,33 Meter Länge. Man hat somit zu einem selben Mundstück drei Pfeifen von verschiedener Länge, und Hrn. Marloye ist es gelungen, sie so zu construiren, daſs sie in Luft den Grundton und seine harmonischen Töne leicht angeben. Der Fuſs dieser Pfeife ist mit einem Hahn versehen, um den Luftstrom zu reguliren. Diese Vorrichtung hat den Vor-

theil, daſs, wenn man die den Grundtönen der drei Längen entsprechenden Schwingungsmengen zu je zwei combinirt, man zugleich den Einfluſs des Mundstücks und die Fehlerquelle eliminiren kann, welche daraus entspringt, daſs der Bauch der Schwingung nicht genau am Ende der Pfeife, sondern ein wenig davon entfernt liegt. Nimmt man Rücksicht auf diese Berichtigung, welche gleich ist für die drei Längen, so kann man die Schallgeschwindigkeit in Luft mit mehr Genauigkeit bestimmen als es bisher mittelst Orgelpeifen geschehen ist. Die Resultate der von uns bei verschiedenen Temperaturen angestellten Versuche, auf 0° reducirt, geben eine Geschwindigkeit von 330 bis 332 Meter, welche fast genau mit der durch directe Beobachtung gefundenen übereinstimmt.

Dieselbe Pfeife wurde in einen groſsen Behälter voll Wasser getaucht, und, nachdem alle Luftblasen ausgetrieben worden, mit einer Druckpumpe in Verbindung gesetzt.

Der Wasserstrom tritt zum Windloch aus und setzt die Säule in Schwingung. Anfangs hört man nur ein unbestimmtes Geräusch, aus dem Mundstück kommend, allein bald wird dieses ersetzt durch einen deutlichen, starken und für einen gleichen Druck beständigen Ton. Vergröſsert man den Druck, so verschwindet dieser Ton, und einen Augenblick hernach giebt die Pfeife die obere Octave des vorigen Tons. Mit der ersten Länge von $\frac{1}{3}$ Meter konnte ich nur den Grundton hervorbringen; mit der Länge von $\frac{2}{3}$ Meter erhielt ich den Grundton und seine Octave, und endlich mit der ganzen Länge von 1 Meter konnte ich bis zum Ton 3 (zwei höhere Octave) gehen; allein bemerkenswerth ist, daſs im Wasser dieser Ton 3 beständig vor dem Ton 2 entstand, während in Luft das Umgekehrte stattfindet.

Durch Bestimmung der Schwingungsmenge, die jedem der erzeugten Töne entsprach, fand man:

1. Daſs die Töne einer selben Wassersäule in offnen Pfeifen die Reihe der natürlichen Zahlen 1, 2, 3 befolgen.

2. Daſs die Schwingungsmengen von Säulen verschiedener Länge sich nahe umgekehrt wie diese Längen verhalten.

3. Daſs man, bei Berücksichtigung der schon für Luft angegebenen Berichtigung, die Schallgeschwindigkeit in Wasser auf diese Weise bestimmen kann. Die Geschwindigkeit, welche ich sonach erhalten, ist viel geringer, als die von Hrn. Colladon durch directe Beobachtung gefundene. Allein da es scheint, daſs der Grundton mit der Gröſse des Windlochs sich in sehr groſsem Umfange verändert, und die Länge meiner Pfeifen in Bezug auf ihren Durchmesser nicht sehr beträchtlich war, so kann ich diese Frage erst nach einem vollständigen Studium dieser Erscheinungen entscheiden.

Ich will noch bemerken, daſs wenn man die Pfeife auſserhalb des Wassers hält, sie aber mittelst einer Wasserschicht ertönen läſst, man Töne erzeugt viel tiefer als der Grundton, den man erhält, wenn man sie mittelst einer Luftschicht ansprechen läſst.

Wie ich hoffe wird diese Methode dazu dienen, die Schallschwingungen, die Lage der Knoten und Bäuche, so wie die Schallgeschwindigkeit in verschiedenen Flüssigkeiten bei verschiedenen Temperaturen genau zu studiren, und endlich mehre bisher durch die Analyse nicht angreifbare Probleme zu lösen. Es sind dieſs Untersuchungen, die mich gegenwärtig beschäftigen, und deren Resultat ich mich beehren werde dem Urtheile der Academie zu unterwerfen.

VII. *Ueber die optischen Erscheinungen, zu welchen die Wolken von Eistheilchen Anlaſs geben;* von Hrn. *A. Bravais.*

(*Compt. rend. T. XXIV, p.* 962.)

Der Aufsatz, welchen ich die Ehre habe der Academie vorzutragen, handelt von den Ringen, Nebensonnen und anderen Meteoren gemeinschaftlichen Ursprungs. Er umfaſst das Studium unter drei verschiedenen Gesichtspunkten, giebt: methodische Beschreibung dessen, was beobachtet worden ist; kritische Geschichte der früheren Erklärungen, und endlich rationelle Theorie dieser Erscheinungen, gegründet einerseits auf Beobachtungen und andererseits auf die physikalischen und krystallographischen Kennzeichen des Schnees.

Der beschreibende Theil umfaſst etwa 150 Beobachtungen, von denen 24 dem siebzehnten Jahrhundert angehören und die übrigen neuer sind. Die einfachen Ringe, welche so häufig sind, daſs sie sich nicht zählen lassen, so wie die in 22° Abstand vom Gestirne liegenden Nebensonnen und Nebenmonde, die auch noch zu häufig vorkommen, habe ich nicht mit in die Liste aufgenommen. Die verschiedenen, von den Beobachtern angegebenen Formen lassen sich auf folgende Typen zurückführen: Ring (*Halo*) von 22°, Nebensonnen (*parhélies*) von 22°, Lowitz's schiefe Bögen, von den Nebensonnen zum Ringe gehend, gewöhnliche Berührungsbögen der Ringe von 22°, sowohl obere als untere, elliptischer Ring, umschrieben um den Ring von 22°, Ring von 46°, horizontale Berührungsbögen des Ringes von 46°, seitliche Berührungsbögen des Ringes von 46°, Nebensonnenkreis (*cercle parhélique*), Nebensonnen in etwa 45° Abstand von der Sonne, ungewöhnliche Berührungsbögen des Ringes von 22°, ungewöhnliche Ringe mit Radien von 5°,

14?, 19?, 28?, 35? und 90? Grad, ungewöhnliche, ihnen entsprechende circumzenitale Bögen, weiſse Nebensonnen oder Nebengegensonnen (*paranthélies*) in 120° Abstand vom Gestirn, Nebensonnen in etwa 100° Abstand, schiefer Kreis, von Hall gesehen, senkrechte Säulen beim Aufgang oder Untergang erscheinend, Kreuz an Sonne und Mond, Trugsonnen (*faux-soleils*), gesehen von Rothmann und Cassini in Berührung mit der wahren Sonne, endlich Gegensonne (*anthélie*) und die im Andreaskreuz (*sautoir*) durch sie hingehenden Bögen.

Mit groſser Sorgfalt habe ich alle Thatsachen gesammelt, welche beweisen, daſs das Substrat dieser Erscheinungen eine eisige Wolke (*nuage glacé*) ist. Die Beobachtungen von Verdries, Gmelin, Scoresby, Parry, Brandes, Galle, Kämtz und Langberg lassen in dieser Hinsicht keinen Zweifel übrig. So hat Langberg einen Ring (*Halo*) sich auf einem Schneefeld bilden sehen, fast ebenso wie man zuweilen den Regenbogen auf Thautropfen kurz nach Sonnenaufgang erblickt [1]).

Ich habe alle von Huygens, Mariotte, Cassini, Thomas Young, Venturi, Fraunhofer, Brandes und den HH. Babinet und Galle ausgesprochenen Ansichten über die Ringe erörtert. Die Erklärungen sind zuweilen sehr zahlreich; die Nebensonne von 46° z. B. ist auf sechserlei Weisen erklärt. Trifft man unter diesen verschiedenen Meinungen eine zweckmäſsige Auswahl, so hat man schon einen groſsen Schritt zur vollständigen Theorie des Meteors; allein die seitlichen tangirenden Bögen des Ringes von 46°, die Nebensonnen von 46°, die ungewöhnlichen circumzenitalen Bögen, die weiſsen Nebensonnen, der Hall'sche Kreis, die senkrechten Säulen, die Kreuze, die Trugsonnen, die Gegensonnen, die Andreaskreuz-Bögen der Gegensonne bleiben noch ohne genügende Erklärung. Meine Arbeit wird, hoffe ich, diese Lücke genügend ausfüllen.

1) Ann. Bd. 60, S. 151.

Um methodisch an die Analyse eines so verwickelten Phänomens zu gehen, habe ich zuvörderst die allgemeinen Gesetze der Beleuchtung der Atmosphäre durch geometrisch ähnliche und ähnlich beleuchtete Körperchen in Formeln gebracht. Als Ausgangspunkt habe ich darauf ein System von Prismen mit verticalen Axen genommen; wenn die diesem Fall entsprechenden Lichtphänomene gehörig analysirt sind, lassen sich daraus die übrigen verwickelteren Fälle ohne groſse Schwierigkeiten ableiten. Die Theoreme, auf welche sich diese Analyse stützt, sind Corolle der beiden folgenden.

1. Der Sinus des Winkels, welchen der einfallende Strahl mit jeder die Normale der Eintrittsfläche enthaltenden Ebene macht, verhält sich zum Sinus des Winkels, den der gebrochene Strahl mit derselben Ebene macht, wie der Brechungsindex zur Einheit.

2. Die Projection des Lichtstrahls auf jede Ebene, welche die Normale der brechenden Fläche enthält, durchdringt diese Fläche gemäſs dem Cartesischen Gesetz, wenn das Brechvermögen ($l^2 - 1$) des zweiten Mittelpunkts multiplicirt wird mit dem Quadrat der Secante des Winkels, welchen der einfallende Strahl mit seiner Projection macht.

Die Reflexion des Lichts giebt Anlaſs zu Theoremen gleicher Art, die sich aus den vorherigen ergeben, wenn man den Index l gleich -1 setzt.

Die Erscheinungen, welche von Prismen mit senkrechten Axen abhängen, können nachgeahmt werden mittelst eines Wasserprismas mit senkrechter Axe, das von drei senkrechten, unter 60° zusammenstoſsenden Glasplatten eingeschlossen ist. Läſst man dieses Prisma rasch um sich selbst drehen und ein Bündel Sonnen- oder Lampenlicht auf dasselbe fallen, so erzeugt man: 1) die beiden Nebensonnen mit den sie begleitenden, von der Sonne abgewandten Schweifen; 2) die beiden (durch die Sonne gehenden und dem Horizonte parallelen) Nebensonnenkreise, welche in der Natur einander überdecken und von

denen der eine aus einer äuſseren Reflexion, der andere aus zwei durch eine innere Reflexion getrennten Refractionen entsteht (wie der Hauptregenbogen); 3) farbige Nebensonnen, welche in 98° Abstand von der Sonne durch die Strahlen gebildet werden, welche zwei Refractionen und zwei innere Reflexionen erlitten haben. Man kann sogar die 142° von der Sonne entfernte Nebensonne erzeugen, eine Nebensonne, die aus den viermal inwendig an den senkrechten Flächen reflectirten Strahlen entsteht, aber ein zu schwaches Licht besitzt, als daſs sie jemals in der Atmosphäre wahrgenommen werden könnte.

Fallen die Sonnenstrahlen auf die obere Grundfläche des Wasserprisma, unter einem Winkel von 15 bis 20° gegen diese Fläche, so sieht man den horizontalen Bogen entstehen, der in der Natur 46° über dem Gestirn liegt. Dieser Bogen ist strenge kreisrund und concentrisch zu dem Zenit.

Derselbe Apparat kann zur Hervorbringung der Gegensonne dienen. Man braucht dazu das dreiseitige Prisma nur durch eine viereckige Glastafel zu ersetzen und dieselbe um einen ihrer senkrechten Ränder rotiren lassen. Sind Striche auf die Flächen dieser Tafel gezogen, so ist diese künstliche Gegensonne von zwei symmetrisch im Andreaskreuz liegenden Bogen durchschnitten.

Die in 120° Abstand von der Sonne liegenden Nebensonnen erklären sich auf verschiedene Weise, und scheinen hauptsächlich von geriefelten Prismen herzurühren, z. B. von Prismen, deren Querschnitt zwei concentrische und mit einander abwechselnde gleichseitige Dreiecke (einen sechsseitigen Stern) darstellen. Ich habe die verschiedenen Bildungen dieser Nebensonnen für den Fall zweier Reflexionen und für den zweier Refractionen untersucht; wenn die Zahl der Reflexionen ungerade ist, entsteht keine Nebensonne. Dieser Theil der Aufgabe läſst sich auch unter eine gewisse Zahl allgemeiner Theoreme bringen.

Um die Data der Rechnung mit denen der Beobachtung zu vergleichen, habe ich den Brechungsindex des Eises für die verschiedenen Farben des Spectrums gemessen. Die Uebereinstimmung der Rechnung mit der Beobachtung ist mit diesen Indexen im Allgemeinen sehr genügend. Es hat mir nicht geschienen, daſs man eine der beiden von Hrn. Galle gemachten Hypothesen bedürfte, nämlich 1) daſs der Refractionsindex der erzeugenden Krystalle gröſser sey als der des Eises, und 2) daſs die innerste Zone des Ringes von 22° ihr Licht von unter 59° 21′ zusammenstoſsenden Abstumpfungsflächen des sechs- oder dreiseitigen Prismas bekomme.

Kurz die Erklärung der verschiedenen Theile des Meteors scheint mir folgende zu seyn:

Der Ring von 22° rührt her von Flächenwinkeln von 60° bei Prismen, die keine besondere Art der Orientirung darbieten.

Die Nebensonne von 22° wird von denselben Winkeln erzeugt, wenn die Axen der Prismen senkrecht stehen.

Der circumzenitale Berührungsbogen des Ringes von 46° entsteht durch die Winkel von 90° an diesen Prismen mit senkrechten Axen.

Nehmen diese Prismen unbestimmte Richtungen an, so bildet sich durch diese selben Winkel ein Ring von 46° Radius.

Der obere und der untere Berührungsbogen des Ringes von 22° werden erzeugt durch die Winkel von 60°, wenn die Axen der Prismen horizontal liegen. Die Prismen, deren Axen ihren Fluchtpunkt 90° von der Sonne zu liegen haben, bilden den hellsten Theil dieser Bogen. Steht die Sonne hinreichend hoch, so vereinigen sich diese Bögen zu einer einzigen Curve, zu einem elliptischen Ringe mit kleiner senkrechter Axe, umschrieben um den Ring von 22°.

Die seitlichen Berührungsbögen des Ringes von 46° werden erzeugt durch Winkel von 90° an Prismen mit

horizontalen Axen. Unter diesen Prismen geben diejenigen, deren Fluchtpunkt der Axen auf der Himmelskugel in 67° 52′ von der Sonne liegt, Veranlassung zu dem hellsten und dem Ringe von 46° nächsten Theile des Bogens.

Der Nebensonnenkreis entsteht aus der Reflexion an den senkrechten Flächen der Prismen, deren Axen horizontal oder vertical sind.

Die Nebensonne von 45° scheint *meistens* eine secundäre zu seyn, gebildet durch die Nebensonne von 22°.

Die ungewöhnlichen Ringe, die ungewöhnlichen circumzenitalen Bögen rühren von den Zuspitzungsflächen her, mit welchen die Prismen zuweilen versehen sind. Die Gleichungen dieser Bögen sind merkwürdig und beweisen, daſs die Zweige, aus denen sie bestehen, von einem Ende zum andern auf- oder absteigend sind, was bei den Berührungsbögen des Ringes von 22° nicht der Fall ist.

Die verschiedenen Umstände des 1796 von Hall gesehenen Ringes erklären sich durch Prismen mit verticaler Axe und einer oberen Zuspitzung, deren Flächen einen Winkel von 70° 32′ mit der krystallographischen Axe bilden.

Die auf dem Nebensonnenkreise in verschiedenem Abstande von der Sonne liegenden Nebensonnen entspringen aus sternförmigen Sechs- oder Zwölfecken verschiedener Arten.

Die senkrechten Säulen über der Sonne bei ihrem Aufgang entspringen aus *äuſserer* Reflexion der Strahlen an der *unteren* Grundfläche, oder aus einer *inneren* an der *oberen* Grundfläche von Prismen mit senkrechter Axe, welche Prismen übrigens kleinen Schwankungen um die Verticale ausgesetzt sind.

Die Strahlen, welche 3, 5 und 7 Reflexionen derselben Art abwechselnd an der oberen und unteren Grundfläche von 3, 5 und 7 solcher nicht unter sich verknüpfter Prismen erleiden, tragen bei, den Glanz so wie die Länge dieser Lichtsäule zu vergröſsern.

Die Strahlen, welche 2, 4 und 6 Reflexionen derselben Art erleiden, geben Anlaſs zu verticalen Lichtscheinen mit gleichem oberen und unteren Arme, welche das Gestirn bis zu einer Höhe von 20 bis 25° über dem Horizont auf seiner Bahn begleiten. Wenn diese Lichtscheine sich mit einem Stücke des Nebensonnenkreises combiniren, veranlassen sie das Phänomen des Kreuzes.

Die Trugsonnen von Rothmann, Bouguer, Cassini, Malezieu erklären sich durch verticale oder fast verticale Prismen mit fast horizontalen, um 89° 53′ gegen die Axe geneigten Zuspitzungsflächen und durch Strahlen, die nach dem Eintritt durch eine der senkrechten Flächen zwei Mal an den inneren Flächen des Winkels von 179° 46′ reflectirt wurden, und darauf durch die der Eintrittsfläche gegenüberstehende verticale Fläche austraten.

Die Gegensonne rührt her von Krystallen mit horizontaler Axe, deren verticale Grundflächen eine ihrer drei verticalen Diagonalen haben. Die Flächen, die, unter einem Winkel von 90°, Kanten parallel mit dieser Diagonale bilden, erzeugen dann die Gegensonne. Besitzen die Grundflächen Furchen (*stries d'accroissement*), so kann die Gegensonne von Bögen im Andreaskreuz durchschnitten seyn. Ich zeige, daſs diese Furchen existiren können, und daſs sie mit dem Horizonte Winkel von 0, 30, 60 und 90 Grad bilden müssen.

Bei Zusammenstellung der kleinen Zahl von Thatsachen endlich, die Auskunft geben können über den Werth des Kantenwinkels am primitiven Rhomboëder des Eises, gelangte ich zu dem Resultat, daſs dieser Winkel ganz füglich 90° betragen oder sehr wenig vom rechten abweichen könnte.

VIII. *Ueber die sogenannten Regenflecke auf den Gebirgsseen; von F. Simony.*

(Aus den Berichten über die Mittheilungen von Freunden der Naturwissenschaften in Wien. Bd. 1, S. 28. [Wien 1847.])

Hr. S. hat das Phänomen der sogenannten Regenflecke auf den Gebirgsseen mehrere Jahre hindurch zu allen Monaten und Tageszeiten, so wie unter allen Temperatur-Verhältnissen (nur strenge Winterkälte ausgenommen) häufig beobachtet. Nach seinen Angaben zeigt sich dasselbe fast jedesmal kurz vor eintretendem mehrtägigen Regenwetter, oder auch im Verlaufe desselben, und zwar am vollständigsten ausgebildet unmittelbar während eines Regens bei Windstille. Da entstehen auf der schimmernden Oberfläche des Sees (nur selten zeigt dieser einen vollständig ruhigen Spiegel, sondern befindet sich fast immer in einer, wenn auch dem Auge im Einzelnen nicht erkennbaren Oscillation, durch welche der Spiegelglanz des Wassers und dessen natürliche schwarzgrüne Farbe immer mehr oder weniger gebrochen erscheint) oft plötzlich, oft wieder nur allmälig stellenweise schwarzgrüne, beinahe fettglänzende Flecke von verschiedenen Dimensionen und Formumrissen, die inmitten der schimmernden farblosen Fläche gerade wie zerflossene Massen ausgegossenen Oeles aussehen. Die Formen der Flecke sind sehr verschieden, mehr und minder rund, oder länglich, oft buchtig, oft bilden sie lange gerade oder gewundene Streifen, die bald dem Längenverlaufe des Sees folgen, bald denselben quer oder in Diagonalen durchziehen. Die Dimensionen wechseln von einigen Fuſs bis zu mehreren hundert Klaftern Länge und Breite. Dem Vorkommniſsorte nach sind die Flecke nicht fixirt, sie zeigen sich bei jedesmaliger Bildung auf andern Stellen und in veränderten Umrissen, bald mehr, bald minder häufig, bald ganz

vereinzelt, bald in verschiedene Gruppen zusammengereiht, bald wieder regellos zerstreut. Besonders auffallend erscheint ihr manchmal stundenlanges Verharren an einer Stelle und die zeitweise Stetigkeit ihrer Gestalt. Werden sie von einem fahrenden Kahne durchschnitten, so flieſsen ihre scharf von der schimmernden Hauptoberfläche abgegränzten Ränder, die durch den Ruderschlag und das durchfahrende Schiff partiell zerstört wurden, sehr schnell und meist wieder genau in der vorigen Form zusammen. Unter solchen Umständen vermag oft nur ein aufmerksames Auge die langsame Umstaltung der Flecke, ihre allmälige Gröſsenabnahme, ihr Verschwinden und Wiedererscheinen zu beobachten. Sobald eine fühlbare gleichmäſsige Luftströmung über der Seefläche eintritt, sobald das Wetter sich ändert, oder selbst, wenn nur für kurze Zeit die Sonne durch die Regenwolken bricht und den See beleuchtet, hört das wechselvolle Spiel dieser sonderbaren Erscheinung auf; oft genug verschwindet die letztere aber auch ohne alle äuſsere sichtbare Veranlassung, und der See erscheint plötzlich wieder spiegelglänzend oder durchgängig schimmernd, wie vorher.

Es würde schwer fallen, bei einer bloſs vereinzelten Beobachtung für dieses Phänomen eine selbst nur annähernde Erklärung zu finden, wenn man nicht daneben ähnliche Erscheinungen in Betracht ziehen könnte, bei denen Ursache und Wirkung augenfälliger sind. Simony führte eine Reihe von solchen ebenfalls von ihm auf dem Hallstätter See beobachteten Erscheinungen auf, die sich in Beziehung auf äuſsere Form mehr oder minder an die beschriebenen Regenflecke anreihen lassen, und die unwiderlegbar ihre Entstehung bloſs der Wirkung der Luftströmungen zu danken haben, welche letztere vorzüglich in solchen engen, von hohen Gebirgen eingeschlossenen Thälern, wie das Becken von Hallstatt, fortwährenden Aenderungen unterworfen sind und oft auf ganz kleinen Erstreckungen, sowohl in Beziehung auf Richtung und

Schnelligkeit der Bewegung, als auch in Beziehung auf Temperaturverhältnisse, eine solche Mannigfaltigkeit und so schnellen Wechsel zeigen, wie man nie im Flachlande zu beobachten Gelegenheit hat, und wie sie sich auch nur auf so leicht beweglichen Flächen, wie Seen, auf denen sich jede, auch noch so leise Luftbewegung nach ihrer Stärke, Richtung, so wie nach ihrem Umfange, kennbar macht, wahrnehmen lassen.

Wenn aber auch aus solchen Aehnlichkeiten geschlossen werden kann, daſs die *Regenflecke ihr Entstehen den Wirkungen der Luftströmung* zu danken haben, so sind sie damit noch nicht vollständig erklärt. Hierzu gehören mehrfache physikalische Beobachtungen und Untersuchungen, die Simony bisher aus Mangel an den nöthigen Apparaten nicht unternehmen konnte, die er jedoch im Laufe dieses Sommers machen zu können hofft. Schlieſslich sprach er noch die Vermuthung aus, daſs die Entstehung der Regenflecke auf Seeflächen und die Bildung der vereinzelten *Cumulus*-Gruppen in bestimmten Luftebenen auf gleichen, oder doch verwandten Ursachen beruhen dürfte.

IX. *Beitrag zur Eudiometrie; von K. Brunner, sen.*

(Aus den Mittheil. d. Naturforschend. Gesellschaft in Bern. 1847. August.)

Die bisher beschriebenen eudiometrischen Methoden beruhen im Wesentlichen alle auf dem nämlichen Princip. Aus einer bekannten Menge atmosphärischer Luft wird der Sauerstoff durch eine Substanz, die sich chemisch mit demselben verbindet, weggenommen. In Bezug auf die Art, wie seine Menge bestimmt wird, unterscheiden sie

sich aber darin, daſs nach den einen das Volumen des übrig bleibenden Stickstoffs gemessen, nach den anderen der Sauerstoff aus der Gewichtszunahme, die der zur Aufnahme desselben angewandte Körper erleidet, bestimmt wird. Alle älteren Methoden gehören in die erste, einige der neueren in die letztere Kategorie.

Schon vor mehreren Jahren hatte ich als eudiometrische Substanz fein zertheiltes Eisen, nachher Kupfer angewandt, welche letztere Methode später von Dumas und Andern mit unwesentlichen Abänderungen benutzt wurde. Seither zog ich die Anwendung des Phosphors vor. Verschiedene Gründe bewogen mich, wieder zu der Anwendung des Eisens zurückzukehren, und besonders schien mir das pyrophorische fein zertheilte thonerdehaltige Eisen, dessen Eigenschaften von Magnus zuerst beobachtet wurden, sich hiezu zu eignen. Der Erfolg entsprach vollkommen.

Man bereitet sich zu diesem Ende eine Verbindung von Eisenoxyd und Thonerde durch Auflösen eines Eisensalzes und Alauns in einem solchen Verhältnisse, daſs beim nachherigen Niederschlagen des Eisenoxyds und der Thonerde durch Ammoniak ein Niederschlag erhalten wird, der im geglühten Zustande auf 96 Theile des erstern ungefähr 4 Theile Thonerde enthält. Dieser Niederschlag wird gut getrocknet, fein zerrieben und in einer Glasröhre der reducirenden Einwirkung eines Stromes von getrocknetem Wasserstoffgas ausgesetzt, bei einer Temperatur, die etwas unter der Glühhitze liegt.

Von diesem Niederschlage wird eine hinreichende Menge in eine Glasröhre eingefüllt, diese genau gewogen, auf der einen Seite mit einer zur Hälfte mit angefeuchtetem Aetzkalk, zur anderen mit Asbest, der mit Schwefelsäure getränkt ist, gefüllten Glasröhre, auf der anderen mit einem mit Oel gefüllten Aspirator in Verbindung gesetzt. Durch Ablassen des Oeles in eine genau gemessene Flasche wird die atmosphärische Luft durch

den Apparat gezogen, wobei das abgeflossene Volumen Oel, das Volumen des Stickstoffs, die Gewichtszunahme des Eisens, das Gewicht des Sauerstoffs der zerlegten Luft angiebt.

Die nach dieser Methode angestellten Versuche ergeben eine sehr groſse Uebereinstimmung, so daſs dieselbe bei 0,175 Grammen erhaltenen Sauerstoffs um höchstens 0,002 Gr. schwankt, ein Unterschied, welcher, auf 100 Volumtheile Luft berechnet, ungefähr 0,1 oder 1 *pro mille* beträgt.

Bei dieser Gelegenheit erwähne ich noch eine andere Methode, die, da sie in die Kategorie der älteren Eudiometrie gehört, keiner sehr groſsen Genauigkeit fähig, doch eben so genau wie alle übrigen ist. Sie besteht in Folgendem:

In eine graduirte unten geschlossene Glasröhre gieſst man eine zweckmäſsige Menge einer concentrirten Auflösung von Eisenvitriol, auf diese verdünnte Kalilauge, und miſst nun den übrigen mit Luft gefüllten Raum. Alsdann wird die Röhre mit dem Finger oder mit einer Glasplatte geschlossen und einige Minuten lang stark geschüttelt. Das hierdurch niedergeschlagene Eisenoxydulhydrat nimmt den Sauerstoff vollständig auf und der übrig bleibende Stickstoff kann in der über Wasser umgestürzten Röhre direct gemessen werden.

Dieses Verfahren kann zugleich sehr gut dazu dienen, sich mit Leichtigkeit gröſsere Mengen von Stickstoffgas zu verschaffen.

X. *Notizen.*

1. *Ungewöhnliche Regenfälle in mittleren Breiten.* — Bei einem Versuche, die Entstehung der Stürme zu er-

klären, hat Hr. G. A. Rowell die Maxima der in unseren Breiten beobachteten Regenmengen zusammengestellt, die folgende sind:

Genua	25. Oct.	1822	30 Zoll in 24 Stund.
Joyeuse	9. Oct.	1827	31 - - 22 -
Catskil [1])	26. Jul.	1819	18 - - 7½ -
Gibraltar	25. Nov.	1826	33 - - 26 -
Vivres	26. Sept.	1801	14½ - - 18 -
Genf	20. Mai	1827	6 - - 3 -
Neapel	22. Nov.	1826	0,9 - - 37 Minit.
Perth	3. Aug.	1829	0,8 - - 30 -

(*Edinb. New. Phil. Journ. Vol. XL, p.* 282.) [2])

2. *Tägliche Variation der horizontalen Intensität des Erdmagnetismus zu Bosekop in Finnmarken*, beobachtet von den HH. Lottin und Bravais.

Astronom. Zeit.	Horiz. Intens. bei ruhigen Tagen.	Horiz. Intens. bei unruhigen Tagen.	Astronom. Zeit.	Horiz. Intens. bei ruhigen Tagen.	Horiz. Intens. bei unruhigen Tagen.
Mittag	1,0012	1,0030	14 *h*	0,9987	0,9886
2 *h*	1,0028	1,0065	16	1,0000	0,9934
4	1,0036	1,0116	18	1,0024	0,9848
6	1,0050	1,0082	20	1,0020	0,9995
8	1,0043	1,0002	22	1,0010	0,9997
10	1,0008	0,9890	Mittag	1,0012	1,0030
12	0,9982	0,9860	Mittel	1,0017	0,9884

Es sind die Resultate von 67 Beobachtungstagen, zwischen 19. Dec. 1838 und 5. Apr. 1839 (*Compt. rend. T. XXIV, p.* 1101).

1) Im nordamerikanischen Staatenverein.

2) Zu Brüssel fielen am 4. Jan. 1839 bei einem sehr heftigen Platzregen in 24 Stunden nur 50 Par. Lin. Ann. Bd. 48. S. 384.

ANNALEN
DER PHYSIK UND CHEMIE.
Bd. II. ERGÄNZUNG. St. 4.

I. *Ueber die Reflexion und Doppelbrechung des Lichts durch metallisch undurchsichtige Krystalle; von Hrn. H. de Sénarmont.*

(Mitgetheilt vom Hrn. Verf. aus den *Ann. de chim. et de phys. Ser. III., T. XX.*)

1) In einer früheren Abhandlung über die Modificationen, welche das polarisirte Licht bei Reflexion an der Oberfläche von Metallen erleidet [1]), habe ich angegeben, daſs gewisse krystallisirte, mit metallischer Undurchsichtigkeit begabte Körper, z. B. Schwefelantimon, eine Wirkung auf das Licht ausüben, welche sowohl etwas von den eigenthümlichen Wirkungen der krystallisirten durchsichtigen Körper, als auch von den gewöhnlichen Wirkungen der Metalle an sich habe. So hatte ich gefunden, daſs die Richtung der Einfallsebene gegen die reflectirende Fläche einen ausgezeichneten Einfluſs auf die Erscheinungen ausübt; allein da es sich um etwas feine Bestimmungen handelte, so begnügte ich mich, die Thatsache anzugeben, ohne schwierige Messungen nach Verfahrungsarten zu unternehmen, deren Unvollkommenheiten ich selber zu jener Zeit mir nicht verhehlte.

Ich nehme nunmehr den Gegenstand nach einer ganz anderen Methode wieder auf; allein da ich genöthigt seyn werde, die Eigenschaften des Lichts, welches an durchsichtigen oder metallischen nicht krystallisirten oder an durchsichtigen krystallisirten Körpern reflectirt worden ist, oft in Erinnerung zu bringen, ich überdieſs die von mir gebrauchte Methode auf einige besondere, bisher, wie mir

1) *Ann. de chim. et de phys., Ser. II., T. LXXIII., p.* 337. (Annal. Ergänzungsbd. I., S. 451.)

scheint, vernachlässigte Fälle anwenden werde, so wird es nützlich seyn, zuvörderst die für diese verschiedenen Klassen von Erscheinungen festgestellten Hauptgesetze kurz zu wiederholen.

2) Ein in irgend einem Azimut polarisirter Lichtstrahl läſst sich betrachten als gebildet durch Ueberdeckung zweier Strahlen, deren Schwingungen bei dem einen parallel, bei dem anderen winkelrecht zur Einfallsebene sind.

Wenn das Mittel, woran die Reflexion geschieht, nicht krystallisirt ist, so ist es rings um jeden Punkt symmetrisch. Die zur Einfallsebene parallelen und winkelrechten Schwingungen bleiben also nach der Reflexion parallel und winkelrecht gegen diese Ebene. Im Allgemeinen ist bei beliebigem Einfall die eine parallel, die andere geneigt gegen die reflectirende Fläche; ihre Amplituden müssen also beim Act der Reflexion verschiedentlich abgeändert werden, und können nicht in demselben Verhältniſs verringert werden. An der Gränze, bei senkrechtem Einfall, werden alle beide Schwingungen parallel zur reflectirenden Fläche und ihre Amplituden sind also nothwendig proportional verringert; oder anders gesagt, die Azimute der einfallenden und der reflectirten Schwingung sind bei dieser Gränze nothwendig von gleichem absolutem Werth.

Uebrigens ist klar, daſs die Reflexion im Allgemeinen einen Phasenunterschied zwischen den beiden rechtwinklichen Schwingungen errichten kann.

3) Wenn die reflectirende Fläche zu einem durchsichtigen Mittel gehört, so zeigt die Erfahrung, daſs dieser Phasenunterschied immer gleich ist einem Vielfachen des halben Kreisumfanges, weil der Charakter der Polarisation nicht geändert wird, und die beiden rechtwinklichen Componenten durch Ueberdeckung wieder eine geradlinige Schwingung bilden. Das Azimut dieser geradlinigen Schwingung hängt ab von dem Verhältniſs der Verringerung der Amplituden. Dieſs Verhältniſs ist das einzige unbekannte Element und ist nur Function der Incidenz.

4) Wenn die reflectirende Fläche einem Mittel mit metallischer Undurchsichtigkeit angehört, so lehrt die Erfahrung, daſs der Phasenunterschied nicht beständig gleich ist einem Vielfachen des halben Kreisumfangs, weil der Charakter der Polarisation geändert wird und die beiden componirenden Schwingungen durch Ueberdeckung eine elliptische Schwingung bilden. Das Azimut und die relative Gröſse der Axen der Ellipse hängen ab sowohl vom Verhältniſs der Amplituden-Verringerungen als auch von dem durch die Reflexion bewirkten Phasenunterschied. Dieſs Verhältniſs und dieser Unterschied sind zwei unbekannte Elemente, die nur Function von der Incidenz sind.

5) Wenn die Reflexion an einem krystallisirten doppeltbrechenden Mittel geschieht, so ist nicht alles rings um jeden Punkt symmetrisch. Die zur Einfallsebene parallelen und winkelrechten Schwingungen bleiben nicht nothwendig in allen Fällen nach der Reflexion parallel und winkelrecht und jede derselben kann ihrerseits dem reflectirten Strahl eine parallele und eine winkelrechte Componente liefern. Allein wenn das Mittel durchsichtig ist, so haben noch alle diese Componenten nur Phasenunterschiede von Vielfachen des halben Kreisumfangs unter sich, weil der Charakter der Polarisation nicht geändert worden ist und ihre Ueberdeckung wieder eine geradlinige Schwingung hervorbringt. Das Azimut dieser geradlinigen Schwingung wird bestimmt durch das Amplituden-Verhältniſs der zur Reflexionsebene parallelen und winkelrechten reflectirten Componenten. Dieſs ist das einzige unbekannte Element; aber dieſs Element ist nicht bloſs Function der Incidenz, sondern auch Function der Neigung der reflectirenden Fläche gegen die Axen des Krystalls und, für eine bestimmte Fläche, der Neigung der Einfallsebene gegen dieselben Axen.

6) Das doppeltbrechende Vermögen fügt demnach den allgemeinen Erscheinungen der Reflexion an gewöhnlichen

durchsichtigen Körpern noch einige charakteristische Eigenschaften hinzu.

Eine zur Einfallsebene parallele oder winkelrechte Schwingung bleibt nach der Reflexion nicht anders parallel oder winkelrecht als unter gewissen besonderen Richtungen der Einfallsebene.

Operirt man an derselben Fläche successive nach zwei Richtungen dieser Art, so findet man, für eine bestimmte Incidenz, verschiedene Verhältnisse zwischen den Amplituden-Verringerungen, welche die Reflexion den zur Einfallsebene parallelen und winkelrechten Schwingungen einprägt; oder, für einen bestimmten Werth dieses Verhältnisses, verschiedene Incidenzen.

So geht dieses Verhältniſs durch Null zu einem Winkel der vollständigen Polarisation über, welcher allgemein nicht derselbe ist für die beiden Richtungen der Einfallsebene.

Bei senkrechter Incidenz ist der absolute Werth dieses Verhältnisses im Allgemeinen verschieden von der Einheit und folglich hört das Polarisationsazimut des reflectirten Strahls auf, im absoluten Werthe dem des einfallenden Strahles gleich zu seyn.

Dieſs Verhältniſs wird, im absoluten Werth, unter gewissen schiefen Incidenzen und nur bei gewissen besonderen Richtungen der Einfallsebene, gleich der Einheit. Für diese schiefen Incidenzen ist das Polarisationsazimut des reflectirten Strahls im absoluten Werthe gleich dem des einfallenden Strahls.

Endlich ändert sich alles dieses, wenn man mit der reflectirenden Fläche wechselt.

7) Sind nun diese Eigenschaften des reflectirten Lichts, welche mit der doppelten Richtung des gebrochenen Lichts wesentlich verknüpft sind, noch vorhanden, wenn dieses Licht in sehr geringer Tiefe erlischt, weil das reflectirende Mittel eine Beschaffenheit hat, die es ungeschickt macht, innere Schwingung ohne deren Vernichtung fortzupflanzen?

Wenn dem so ist, steht zu erwarten, daſs man bei dem von metallisch undurchsichtigen Krystallen reflectirten Lichte die Eigenthümlichkeiten der Krystallreflexion wiederfinden werde, freilich complicirt durch die Eigenthümlichkeiten der Metallreflexion, d. h. durch den Phasenunterschied, welchen sie zwischen den zur Einfallsebene parallelen und winkelrechten Schwingungen herstellt.

Somit werden die zur Einfallsebene parallelen und winkelrechten Schwingungen nach der Reflexion nicht anders parallel oder winkelrecht bleiben dürften als unter gewissen besonderen Richtungen der Einfallsebene.

Operirt man successive in diesen beiden Richtungen, so muſs man finden, daſs, für eine bestimmte Incidenz, daſs Verhältniſs der Amplituden-Verringerungen der zur Einfallsebene parallelen und winkelrechten Schwingungen, so wie deren Phasenunterschied, verschieden ist.

Dieser Phasenunterschied wird einem Viertel gleich seyn, bei einer Incidenz, die im Allgemeinen nicht dieselbe ist für zwei besondere Richtungen der Einfallsebene.

Bei senkrechter Incidenz werden zwei rechtwinkliche Schwingungen nicht dieselbe Amplituden-Verringerung erleiden und die Reflexion wird zwischen den absoluten Werthen des Azimuts der einfallenden Schwingungen und des der reflectirten einen Unterschied herstellen.

Das Verhältniſs der Amplituden-Verringerrungen wird, unter schiefen Incidenzen und bloſs für gewisse besondere Richtungen der Einfallsebene, der Einheit gleich seyn.

8) Um unter diesem Gesichtspunkt die Erscheinungen der Reflexion an der Oberfläche von Krystallen zu studiren, ist es also nothwendig, daſs das experimentelle Verfahren gewisse Bedingungen erfülle.

Es muſs mit hinreichender Genauigkeit die Incidenz geben, welche bei den Amplituden-Verringerungen dem Verhältniſs Null oder bei den Phasen dem Unterschiede von einem Viertel entspricht. Eben so muſs es auch geben die besondere Incidenz, wenn sie existirt, die bei

den Amplituden-Verringerungen dem Verhältniſs eins entspricht.

Es muſs zur Anwendung eines homogenen Lichts geeignet seyn oder gestatten zwischen den verschiedenen Elementen des weiſsen Lichts ein durch die Methode selbst gegebenes Mittel zu nehmen, unabhängig von den mehr oder weniger unsicheren und willkührlichen Schätzungen des Beobachters.

Es muſs für jede Incidenz das Verhältniſs der Amplituden-Verringerungen messen lassen, erforderlichenfalls auch den Phasenunterschied, den die zur Einfallsebene parallelen und winkelrechten Schwingungen erlitten haben.

Es muſs durch unzweideutige Zeichen die Veränderungen unterscheiden, welche alle diese Elemente erleiden können, wenn, unter sonst gleichen Umständen, die Einfallsebene ihre Richtung auf der reflectirenden Fläche ändert.

9) Operirt man mit durchsichtigen Mitteln, welche dem reflectirten Strahl eine geradlinige Polarisation lassen, so reducirt sich Alles auf die Messung gewisser Polarisationsazimute, und das directeste und zugleich genaueste Verfahren besteht darin, beim zerlegenden doppeltbrechenden Prisma die Richtung des Hauptschnitts zu bestimmen, welche eins der beiden Bilder verschwinden macht. Wendet man ein wenig lebhaftes Licht an, oder sorgt dafür, um den Moment des Verschwindens genau zu beurtheilen, das übrigbleibende Bild durch einen klaren Turmalin oder ein Nicol'sches Prisma momentan zu schwächen, so hinterläſst diese Methode keine groſse Unsicherheit.

10) Operirt man mit Mitteln, welche die geradlinige Polarisation des einfallenden Strahls mehr oder wenig abändern, indem sie dem reflectirten Lichte eine elliptische Polarisation mittheilen, so ist die obige Methode nicht mehr anwendbar und die Beobachtungsmittel werden verwickelter. Bevor ich diejenige auseinandersetze, welche mir den Bedingungen zu genügen scheint, will ich die erör-

tern, welche ich mit mehr oder weniger Erfolg versucht habe. Das Detail dieser fruchtlosen Versuche wird vielleicht den Physikern, die ihrerseits an diese interessante Aufgabe gehen wollen, einige Mühe ersparen, oder ihnen Wege eingeben, die Hindernisse, die mich aufhielten, abzuwenden oder zu besiegen.

11) Anfangs führte ich, mittelst eines Glimmerblattes von bestimmter Dicke, das elliptisch polarisirte Licht auf eben polarisirtes zurück. Allein eine und dieselbe Dicke kann streng genommen nicht für alle Elemente des weiſsen Lichtes passen. Die Axen der den verschiedenen Farben entsprechenden Polarisationsellipsen werden übrigens durch die Reflexion selbst zerstreut; es ist also unmöglich hierdurch für alle Bestandtheile des reflectirten weiſsen Strahls gleichzeitig die ebene Polarisation wieder herzustellen und das Auftreten von Farben macht die Messungen sehr unsicher. Ohne viel besseren Erfolg habe ich das Glimmerblättchen durch ein Fresnel'schen Parallelepiped ersetzt. Eins der beiden vom doppeltbrechenden Prisma erzeugten Bilder verschwand niemals vollständig, sondern färbte sich bloſs dunkel, verschiedenartig und stark.

Bei Anwendung von homogenem Lichte verschwinden die aus der Dispersion entspringenden Unsicherheiten; allein dieser Vortheil schien mir immer aufgewogen durch die Schwächung der Lichtstärke. Die durch dieses Beobachtungssystem erhaltenen Resultate sind überdieſs mit einer in der Methode selbst liegenden Fehlerquelle behaftet. Sie erfordert nämlich die Kenntniſs von drei Winkeln: vom Schwingungsazimut des einfallenden Strahls, vom Azimut des Hauptschnitts der Glimmerplatte oder des Parallelepipeds und vom Azimut des Hauptschnitts des Zerlegers. Allein die Bestimmung des Nullpunkts von jedem Azimut und jedes Azimutes selbst bringt nothwendig einen gewissen Grad von Unsicherheit mit sich und diese Fehler haben einen dreifachen Einfluſs.

Ich verfuhr indeſs solchergestalt mit Schwefelantimon, indem ich die Einfallsebene folgweise parallel und normal zur Axe des Prismas stellte[1]). Beständig fand ich dabei Unterschiede, welche gewiſs die Beobachtungsfehler überstiegen, und überdieſs von einer deutlichen, obwohl wenig meſsbaren Eigenthümlichkeit begleitet waren. Die Dispersion der Farben ist immer unendlich stärker, wenn die Einfallsebene parallel der Axe ist, als wenn sie winkelrecht auf derselben liegt.

12) Fängt man den elliptisch polarisirten, reflectirten Strahl direct mit einem doppelt brechenden Prisma auf, so vertheilt sich dieser Strahl offenbar gleichmäſsig unter die beiden Bilder, wenn der Hauptschnitt des zerlegenden Prismas gleich geneigt ist gegen die beiden Axen der Ellipse. Wenn nun dieses doppeltbrechende Prisma unbeweglich bleibt, so führen zwei verschiedene conjugirte Azimute der Schwingung des einfallenden Strahls die Gleichheit dieser beiden Bilder herbei, und eine sehr einfache Rechnung zeigt, daſs wenn man nennt:

ω, ω' diese beiden conjugirten Azimute;

a das Azimut vom Hauptschnitt des Zerlegers;

$\frac{h}{k}$ das Verhältniſs der Verringerungen, welche die Amplituden der zur Einfallsebene parallelen und winkelrechten Schwingungen beim Acte der Reflexion erleiden;

φ den Phasenunterschied, welchen die Reflexion zwischen diesen Schwingungen errichtet;

man die Formeln hat:

$$\frac{h}{k} = \sqrt{-\cot\omega \cdot \cot\omega'},$$

$$\cos\varphi = \cos 2a \frac{\sin(\omega + \omega')}{\sqrt{-\sin 2\omega \cdot \sin 2\omega'}}.$$

1) Zur Abkürzung nenne ich *Axe* des Schwefelantimons die krystallographische Axe, welche auf den beiden andern, unter sich um 88° 40' neigenden, senkrecht ist.

Durch diese Methode vermeidet man nicht die Farbenzerlegungen und die beiden Bilder haben im Allgemeinen verschiedene Farben; allein man kann ein homogenes Licht anwenden, da die Schwächung der Lichtstärke hier ohne Nachtheil ist. Denn es handelt sich hier nicht um das Verschwinden eines der Bilder, sondern um die Gleichheit ihrer Intensität. Es herrscht hier also nur die Unsicherheit, die mit den Schätzungen dieser Art verknüpft ist. *Für mich* ist sie sehr beträchtlich. Als ich solchergestalt mit einem vollkommen polirten Stahlspiegel und unter den günstigsten Umständen operirte, konnte ich niemals für 1 Grad einstehen, und die Fehler stiegen auf 2 und selbst auf 4 Grad, wenn die Bilder durch Streifen, Politurungleichheiten oder eine geringe Krümmung der reflectirenden Fläche mehr oder weniger entstellt oder weniger scharf geworden waren. Ich war also genöthigt, auch diese Beobachtungsweise aufzugeben, die mir für die speciellen Untersuchungen, die ich vorgenommen hatte, nicht übereinstimmendere Resultate lieferte als die erste.

13) Das directeste Verfahren vielleicht ist das, welches Brewster angewandt hat. Es besteht darin, an parallelen Spiegeln so viele Reflexionen zu bewerkstelligen, bis die ebene Polarisation hergestellt ist. Offenbar ist hierbei die Summe der Phasenunterschiede, die bei jeder Reflexion entstehen, gleich einer ganzen Zahl von halben Wellen. Das Verhältniſs der Amplituden-Verringerungen, erhoben auf eine durch diese Zahl angegebene Potenz, ist gleich dem Verhältniſs der Tangenten der Azimute der einfallenden geradlinigen und der reflectirten geradlinigen Schwingung. Man bestimmt sonach also durch zwei unabhängige Beobachtungen einerseits den Phasenunterschied und andererseits das Verhältniſs der Amplituden-Verringerungen.

Dieſs Verfahren, welches für künstliche vollkommene Spiegel sehr gut paſst, eignet sich weniger für die natür-

lichen Spiegel, welche die Krystalle darbieten. Diese letzteren, obwohl sehr glänzend, sind wenig breit und selten frei von Streifen und Biegungen. Die Bilder entstellen sich unaufhörlich durch vielfache Reflexionen und es hält schwer, den Moment der Wiederherstellung der ebenen Polarisation zu erfassen, und deren Azimut zu messen. Die Polarisationsellipsen sind übrigens, wie man weiterhin sehen wird, sehr in die Länge gezogen, der geraden Linie sich nähernd. Demgemäſs nimmt die in der Einfallsebene liegende Schwingung sehr rasch mit Vervielfältigung der Reflexionen ab, und die ungemeine Verringerung ihrer Amplitude führt den reflectirten Strahl nahe auf die ebene Polarisation zurück, wie übrigens auch der zwischen den beiden rechtwinklichen Componenten verbleibende Phasenunterschied seyn möge. Aus demselben Grunde reducirt sich das Polarisationsazimut dieses reflectirten Strahls auf einen fast nullgleichen Winkel und in demselben Maaſse erlangen die Beobachtungsfehler einen ungeheuren Einfluſs, weil dieser Winkel als Tangente in die Rechnung eingeht.

14. Man kann auch das folgende Mittel anwenden. Gesetzt ein auſserhalb der Einfallsebene polarisirter Strahl falle auf einen Metallspiegel, reflectire sich, und treffe unter derselben Incidenz einen zweiten solchen Spiegel, der dem ersten parallel ist. Dreht man diesen zweiten Spiegel um den Strahl, ohne die Neigung gegen denselben zu ändern, so findet man immer für die zweite Einfallsebene eine Richtung, welche den reflectirten Strahl zur ebenen Polarisation zurückführt; und bezeichnet man mit μ den Winkel zwischen den beiden successiven Einfallsebenen, mit ω das Azimut der einfallenden Schwingung, bezogen auf die erste Einfallsebene, mit $\omega_{,}$ das Azimut der reflectirten Schwingung, bezogen auf die zweite Einfallsebene, so findet man leicht;

$$\frac{h^2}{k^2} = \frac{tang\,\omega}{tang\,\omega_{,}}, \qquad cos\,\varphi = tang\,\mu\,\frac{cos\,(\omega + \omega_{,})}{\sqrt{sin\,2\omega\;sin\,2\omega_{,}}}.$$

Der Versuch kann mit zwei Spiegeln gelingen, ist aber fast unmöglich mit Krystallen, deren kleine und wenig regelmäſsige Flächen sehr schwer in vollkommenen Parallelismus zu bringen sind, der doch andrerseits unumgänglich ist und für die Messung der Winkel als Ausgangspunkt dienen muſs.

15) Die Krystalle bieten demnach besondere Schwierigkeiten dar. Ueberdieſs ist klar, daſs die Kleinheit der auszumittelnden Gröſsen einige Zweifel auf die, nur auf Messungen und Zahlen beruhenden Resultate werfen würde; es blieb also noch ein Verfahren aufzusuchen, welches jeder Eigenthümlichkeit des Phänomens ihren besonderen Charakter einprägte und in Wirklichkeit zugleich einen sichtbaren Beweis und ein Messungsmittel lieferte.

Stellt man in die Bahn eines reflectirten Strahls eine solche aus zwei Quarzen zusammengesetzte Platte, wie sie Hr. Soleil zur Bestimmung des Azimuts einer geradlinigen Schwingung vorgeschlagen hat, so werden offenbar die Quarze eine selbe Farbe annehmen, sobald der Hauptschnitt des Zerlegers den Axen der Schwingungsellipse entspricht. Jede der componirenden geradlinigen Schwingungen, gerichtet nach diesen Axen, erzeugt nämlich in diesem Fall für ihren Theil unabhängig von der anderen eine gleichförmige Farbe.

Giebt man dem Zerleger eine bestimmte Lage, so findet man für die Schwingung des einfallenden Strahls zwei conjugirte Azimute, welche den Doppelquarz von gleichförmiger Farbe machen, und mittelst dieser drei Winkel hat man Alles, was zur Berechnung der unbekannten Elemente nothwendig ist. Wenn diese Elemente, alles Uebrige gleich, bloſs durch Drehung der Einfallsebene auf der reflectirenden Fläche, andere Werthe annehmen, so zeigt sich dieſs nicht mehr durch Veränderungen in der Intensität, ein zweifelhaftes Zeichen, wenn es nicht sehr ausgeprägt ist, sondern durch eine Verschiedenheit in der Farbe beider Quarze.

Unter der besonderen Incidenz, die einem Phasenunterschied von einem Viertel entspricht, macht ein gewisses Polarisationsazimut des einfallenden Strahls die Polarisation des reflectirten Strahls circular. Alsdann sind die beiden Quarze, bis auf die Dispersionswirkungen, alle beide farblos im ordentlichen und im auſserordentlichen Bilde. Auch sind diese Bilder von gleicher Intensität, was für ein Azimut der Hauptschnitt des Zerlegers auch haben möge.

Man darf von dieser Beobachtungsweise nicht all die Empfindlichkeit erwarten, die sie besitzt, wenn man mit geradlinig polarisirtem Lichte operirt. Die Farbe der Quarze ist nämlich stets variabel mit der Incidenz, in dem Maaſse als diese Incidenz die Ellipticität der Polarisation des reflectirten Strahles abändert. Diese Farbe entfernt sich also immer mehr oder weniger von der sensiblen Farbe.

Obwohl ich nach diesem Verfahren viele Versuche angestellt habe, will ich doch nicht die Theorie desselben entwickeln. Ich habe es für das folgende aufgegeben, welches mit denselben Vorzügen andere vereint, und mir dem Zweck, welchen ich zu erreichen suchte, noch näher zu kommen scheint.

16) Ich bringe in die Bahn des einfallenden polarisirten Strahls eine der Hälfte nach aus zwei gleich dicken, gegen die Axen senkrecht geschnittenen Quarzen von entgegengesetzter Drehung bestehende Platte. Das Lichtbündel, das in seinen beiden Hälften sonach entgegengesetzt modificirt ist, wird an einem Metallspiegel reflectirt und darauf mit einem doppeltbrechenden Prisma analysirt.

Die beiden Bilder sind gefärbt, und, wegen der beiden Quarze, im Allgemeinen in beiden Segmenten verschieden gefärbt. Aendert man das Azimut des Hauptschnitts des Zerlegers, so findet man für dieses Azimut zwei besondere Richtungen, welche das ordentliche und das auſserordentliche Bild von gleichförmiger Farbe machen.

Die respectiven Farben dieser Bilder ändern sich übrigens, scheinbar ziemlich verwickelt, wenn man die Incidenz langsam verändert.

17) Um aus diesen Erscheinungen alle nützlichen Folgerungen zu ziehen, muſs man deren Gesetze kennen. Die Fresnel'schen Principien erlauben die successiven Modificationen, welche der einfallende polarisirte Strahl auf seiner Bahn erfährt, in Formeln zu bringen.

Es sey eine irgendwie gerichtete geradlinige Schwingung:

$$2 \sin \frac{2\omega}{T} t.$$

Sie kann zerlegt werden in zwei circulare Schwingungen von entgegengesetzter Rotation:

$$\left.\begin{matrix} \sin \frac{2\omega}{T} t \\ \cos \frac{2\omega}{T} t \end{matrix}\right\} \qquad \left.\begin{matrix} \sin \frac{2\omega}{T} t \\ -\cos \frac{2\omega}{T} t \end{matrix}\right\}$$

wobei die beiden durch Sinuse repräsentirten Schwingungen die Richtung der ursprünglichen geradlinigen Schwingung bewahren, die beiden durch Cosinuse repräsentirten Schwingungen aber winkelrecht auf dieser Richtung sind.

In einer senkrecht gegen die Axe geschnittenen Quarzplatte stellt sich zwischen den beiden Circularschwingungen ein Gangunterschied δ ein, so daſs diese Schwingungen nach dem Durchgang geworden sind zu:

$$\left.\begin{matrix} \sin \frac{2\omega}{T} t \\ \cos \frac{2\omega}{T} t \end{matrix}\right\} \qquad \begin{matrix} \sin\left(\delta + \frac{2\omega}{T} t\right) \\ -\cos\left(\delta + \frac{2\omega}{T} t\right) \end{matrix}$$

Jede geradlinige Schwingung kann nun zerlegt werden parallel und winkelrecht zur Einfallsebene, und ihre Componenten überdecken sich in diesen beiden Richtungen. Nennt man ω das Azimut der ursprünglichen geradlinigen Schwingung, so werden die zur Einfallsebene parallelen und winkelrechten Schwingungen respective ausgedrückt seyn durch:

$$\cos\omega\left[\sin\frac{2\omega}{T}t+\sin\left(\delta+\frac{2\omega}{T}t\right)\right]-\sin\omega\left[\cos\frac{2\omega}{T}t-\cos\left(\delta+\frac{2\omega}{T}t\right)\right]$$
$$=\cos\left(\frac{\delta}{2}+\omega\right)\sin\left(\frac{\delta}{2}+\frac{2\omega}{T}t\right)$$

$$\sin\omega\left[\sin\frac{2\omega}{T}t+\sin\left(\delta+\frac{2\omega}{T}t\right)\right]+\cos\omega\left[\cos\frac{2\omega}{T}t-\cos\left(\delta+\frac{2\omega}{T}t\right)\right]$$
$$=\sin\left(\frac{\delta}{2}+\omega\right)\sin\left(\frac{\delta}{2}+\frac{2\omega}{T}t\right).$$

Der Strahl erleidet hierauf eine Reflexion, welche die Amplitude aller zur Einfallsebene parallelen Schwingungen im Verhältniſs $\frac{h}{1}$, und die Amplitude aller darauf winkelrechten Schwingungen im Verhältniſs $\frac{k}{1}$ reducirt. Ueberdieſs errichtet die Reflexion einen Phasenunterschied φ zwischen diesen Schwingungen, so daſs sie, nach der Reflexion, vorgestellt werden durch:

$$h\cos\left(\frac{\delta}{2}+\omega\right)\sin\left(\frac{\delta}{2}+\varphi+\frac{2\omega}{T}t\right),$$
$$k\sin\left(\frac{\delta}{2}+\omega\right)\sin\left(\frac{\delta}{2}+\frac{2\omega}{T}t\right).$$

Analysirt man nun den reflectirten Strahl mit einem doppeltbrechenden Prisma, dessen Hauptschnitt einen Winkel a mit der Einfallsebene bildet, so wird die Schwingungsbewegung respective für das ordentliche und auſserordentliche Bild vorgestellt seyn durch:

$$h\sin a\cos\left(\frac{\delta}{2}+\omega\right)\sin\left(\frac{\delta}{2}+\varphi+\frac{2\omega}{T}t\right)$$
$$-k\cos a\sin\left(\frac{\delta}{2}+\omega\right)\sin\left(\frac{\delta}{2}+\frac{2\omega}{T}t\right),$$

$$h\cos a\cos\left(\frac{\delta}{2}+\omega\right)\sin\left(\frac{\delta}{2}+\varphi+\frac{2\omega}{T}t\right)$$
$$+k\sin a\sin\left(\frac{\delta}{2}+\omega\right)\sin\left(\frac{\delta}{2}+\frac{2\omega}{T}t\right).$$

Setzt man hierauf:

$$\tang\alpha=\frac{h}{k}\tang a,\qquad \tang\alpha'=-\frac{h}{k}\cot a,$$

so findet man, nach Vollziehung der verschiedenen Reductionen, daſs die Schwingungsbewegungen vorgestellt werden durch:

$$\sqrt{h^2 \sin^2 a + k^2 \cos^2 a}\left\{\begin{array}{l} \sin\frac{2\omega}{T}t\left[\begin{array}{l} \quad\sin\alpha\cos\left(\omega+\frac{\delta}{2}\right)\cos\left(\varphi+\frac{\delta}{2}\right) \\ -\cos\alpha\sin\left(\omega+\frac{\delta}{2}\right)\cos\frac{\delta}{2} \end{array}\right] \\ +\cos\frac{2\omega}{T}t\left[\begin{array}{l} \quad\sin\alpha\cos\left(\omega+\frac{\delta}{2}\right)\sin\left(\varphi+\frac{\delta}{2}\right) \\ -\cos\alpha\sin\left(\omega+\frac{\delta}{2}\right)\sin\frac{\delta}{2} \end{array}\right] \end{array}\right\}$$

$$\sqrt{h^2 \sin^2 a + k^2 \cos^2 a}\left\{\begin{array}{l} \sin\frac{2\omega}{T}t\left[\begin{array}{l} \quad\sin\alpha'\cos\left(\omega+\frac{\delta}{2}\right)\cos\left(\varphi+\frac{\delta}{2}\right) \\ -\cos\alpha'\sin\left(\omega+\frac{\delta}{2}\right)\cos\frac{\delta}{2} \end{array}\right] \\ +\cos\frac{2\omega}{T}t\left[\begin{array}{l} \quad\sin\alpha'\cos\left(\omega+\frac{\delta}{2}\right)\sin\left(\varphi+\frac{\delta}{2}\right) \\ -\cos\alpha'\sin\left(\omega+\frac{\delta}{2}\right)\sin\frac{\delta}{2} \end{array}\right] \end{array}\right\}$$

so daſs die respectiven Intensitäten des ordentlichen und des auſserordentlichen Bildes proportional sind:

$$(h^2 \sin^2 a + k^2 \cos^2 a)\left[\begin{array}{l} \quad 1 - \cos\delta\,(\cos 2\alpha \cos 2\omega + \sin 2\alpha \sin 2\omega \cos\varphi) \\ + \sin\delta \cos 2\alpha \cos 2\omega\,(\operatorname{tang} 2\omega - \cos\varphi \operatorname{tang} 2\alpha) \end{array}\right]$$

$$(h^2 \sin^2 a + k^2 \cos^2 a)\left[\begin{array}{l} \quad 1 - \cos\delta\,(\cos 2\alpha' \cos 2\omega + \sin 2\alpha' \sin 2\omega \cos\varphi) \\ + \sin\delta \cos 2\alpha' \cos 2\omega\,(\operatorname{tang} 2\omega - \cos\varphi \operatorname{tang} 2\alpha') \end{array}\right]$$

Dieselben Formeln würden die Intensitäten des ordentlichen und des auſserordentlichen Bildes in einem Quarz von umgekehrter Drehung vorstellen, wenn man darin das Zeichen von δ änderte.

Jeder Unterschied in der Form der Function von δ, welche die Intensität vorstellt, führt einen Farbenunterschied herbei, sobald man mit weiſsem Lichte arbeitet. Die beiden Segmente, entsprechend den Quarzen von umgekehrter Drehung, welche den einfallenden Strahl modificiren, präsentiren also nur dann dieselbe Farbe, wann die oben gefundenen Ausdrücke unabhängig sind vom Zeichen δ, und dazu muſs man haben:

$$tang\,2\omega - \cos\varphi\; tang\,2\alpha = 0,\quad tang\,2\omega - \cos\varphi\; tang\,2\alpha' = 0 \;\ldots\; (1).$$

Soll ein und derselbe Werth von ω diesen beiden Gleichungen genügen, so muſs man haben:

$$\cos\varphi\,(tang\,2\alpha - tang\,2\alpha') = 0 \;\ldots\ldots\ldots\; (2).$$

Das erste Glied dieser Bedingungsgleichung annullirt sich identisch bei jedwedem Werthe von α und α', also auch bei jeglichem Azimut a, sobald $\varphi = \frac{1}{2}\omega$. Allein $\varphi = \frac{1}{2}\omega$ führt nothwendig mit sich: $\omega = 0$ oder $90°$.

Wenn $\cos\varphi = 0$ und ω irgend einen Werth behält, so müſste, damit den beiden Gleichungen (1) gleichzeitig genügt würde, $\alpha = \alpha' = 45°$ oder $135°$ seyn, eine unmöglich zu erfüllende Bedingung. In diesem Fall kann einer einzigen der beiden Gleichungen (1), z. B. der ersten, genügt werden durch:

$$\alpha = \begin{cases} 45° \\ 135° \end{cases},\qquad tang\,a = \pm\frac{k}{h}.$$

Wann $\omega = \begin{cases} 0 \\ 90° \end{cases},\quad \varphi = \frac{\omega}{2},\quad tang\,a = \begin{cases} 0 \\ \infty \end{cases},$

werden die Intensitäten:

$$h^2(1 - \cos\delta),\quad k^2(1 + \cos\delta).$$

Bis auf die Intensität sind die Farben complementar.

Wann $\omega = \begin{cases} 0 \\ 90° \end{cases},\quad \varphi = \frac{\omega}{2},\quad tang\,a = \pm\frac{k}{h},$

so werden die Intensitäten:

$$\frac{2h^2k^2}{h^2+k^2}, \quad \frac{h^4+k^4}{h^2+k^2}(1-\cos\delta\cos 2\alpha').$$

Das ordentliche Bild wird farblos, das andere bleibt farbig. Das Umgekehrte findet statt, wenn $\cot a = \pm\frac{k}{h}$.

Wann $\omega = \begin{cases}0\\90^0\end{cases}$, $\varphi = \frac{\omega}{2}$, $\tan a = 1$, $\cos 2\alpha = \cos 2\alpha'$,

so sind die Intensitäten gleich und die beiden Bilder von gleicher Farbe.

Das erste Glied der Bedingungsgleichung (2) annullirt sich noch identisch für jeglichen Werth von φ, wenn

$$\tan 2\alpha = \tan 2\alpha', \text{ woraus } \alpha = \tfrac{1}{2}\omega + \alpha', \text{ oder } \omega + \alpha'$$

und dieses System von Werthen entspricht:

$$\tan\alpha\,\tan\alpha' + 1 = 0, \quad \tan\alpha - \tan\alpha' = 0.$$

Allein im Allgemeinen hat man:

$$\tan\alpha\,\tan\alpha' + \frac{h^2}{k^2} = 0, \quad \tan\alpha - \tan\alpha' = \frac{h}{k}\cdot\frac{2}{\sin 2\alpha},$$

mithin ist der Bedingungsgleichung (2) identisch genügt, wenn man hat:

$$+h = k \text{ oder vielmehr } h = 0.$$

Der Gleichung $h = k$ entsprechen folgende Intensitäten:

$$h^2[1-\cos\delta(\cos 2\alpha\cos 2\omega + \sin 2\alpha\sin 2\omega\cos\varphi]$$
$$h^2[1+\cos\delta(\cos 2\alpha\cos 2\omega + \sin 2\alpha\sin 2\omega\cos\varphi].$$

Diese Bilder sind immer complementar.

$h = 0$ setzt das Daseyn eines Winkels vollständiger Polarisation voraus, und die Intensitäten werden:

$$\sin^2 a(1-\cos\delta), \quad \cos^2 a(1-\cos\delta).$$

Die Bilder sind von identischer Farbe und complementarer Intensität.

Allemal wenn den Gleichungen (1) nicht gleichzeitig durch einen selben Werth von ω genügt werden kann, bleibt das auſserordentliche Bild nach der Hälfte in beiden Segmenten von verschiedener Farbe, wenn das ordentliche Bild von gleichförmiger Farbe ist, und umgekehrt.

Gesetzt der Zerleger sey so gestellt, daſs z. B. das ordentliche Bild eine gleichförmige Farbe habe:

$$tang\, 2\alpha \; cos\, \varphi = tang\, 2\omega.$$

Dieser Gleichung wird genügt durch die beiden Werthe von α, nämlich α und $\frac{1}{2}\omega + \alpha$, oder durch die beiden Werthe von a nämlich:

$$\frac{h}{k}\, tang\, a = tang\, \alpha, \quad \frac{h}{k}\, tang\, a' = tang\left(\frac{\omega}{2} + \alpha\right).$$

woraus:

$$\frac{h^2}{k^2} = -\, cot\, a \,.\, cot\, a', \quad tang\, 2\alpha = \frac{\sqrt{-\, sin\, 2a\; sin\, 2a'}}{sin(a + a')} \;.\;.\; (3),$$

$$cos\, \varphi = tang\, 2\omega \frac{sin(a + a')}{\sqrt{-\, sin\, 2a\; sin\, 2a'}} \;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\; (4).$$

Bezeichnet man mit O eine der Intensität des ordentlichen Bildes, z. B. proportionale Gröſse, so hat man vorhin gefunden:

$$O = (h^2 sin^2 a + k^2 cos^2 a)\left[\begin{array}{l} 1 - cos\,\delta\,(cos\, 2\alpha\; cos\, 2\omega + sin\, 2\alpha\; sin\, 2\omega\; cos\,\varphi) \\ + sin\,\delta\,(sin\, 2\omega\; cos\, 2\alpha - sin\, 2\alpha\; sin\, 2\omega\; cos\,\varphi), \end{array}\right.$$

wo α eine Function von a ist, bestimmt durch:

$$tang\, \alpha = \frac{h}{k}\, tang\, a.$$

Wenn man, nach Differentiation in Bezug auf a, die Gröſse 2ω mittelst

$$tang\, 2\omega = cos\,\varphi\; tang\, 2\alpha$$

eliminirt und darauf $a = \alpha = 0$ oder 90^0 macht, hat man:

$$\frac{dO}{da} = -\, 2hk\, sin\,\delta\; cos\,\varphi.$$

Um also unter diesen Bedingungen eine gleiche Intensitätsdifferenz zwischen den beiden Segmenten des ordentlichen Bildes hervorzubringen, muſs die sehr kleine Drehung des Zerlegers direct oder umgekehrt seyn, je nachdem h und k von gleichem oder entgegengesetztem Zeichen sind; oder betrachtet man h und k als Coëfficienten, die bloſs absoluter Werthe fähig sind, so wird die Drehung direct oder umgekehrt seyn, je nachdem $cos\,\varphi$ positiv oder negativ ist.

Es ist nothwendig, über diese Formeln eine allgemeine Bemerkung zu machen. Sie setzen voraus, daſs, um die Amplitude der zur Reflexionsebene parallelen oder normalen reflectirten Schwingung zu erhalten, es hinreiche, die Amplitude der zur Einfallsebene parallelen und normalen einfallenden Schwingung zu multipliciren mit den Coëfficienten h und k. Sie passen also auf die Phänomene der Reflexion an Krystallen nur in dem Fall, wo die Einfallsebene eine solche Richtung hat, daſs die zu dieser Ebene parallelen und normalen Schwingungen nach der Reflexion parallel und normal bleiben. Es ist *a priori* klar, daſs sie anwendbar sind, wann die reflectirende Fläche und die Einfallsebene coincidiren mit den beiden Hauptschnitten der Fresnel'schen Elasticitätsfläche.

18) Wenn man die Resultate der vorstehenden Erörterung zusammenfaſst und auslegt, so sieht man, daſs jeder der besonderen Umstände, dessen Erweis bei der reflectirten Schwingungsbewegung erfordert wird, sich durch wohlbestimmte, ihnen eigne Zeichen zu erkennen giebt.

Denn der Gleichung $\varphi = \frac{1}{2}\omega$ entsprechenden Einfallswinkel erkennt man daran, daſs das ordentliche und das auſserordentliche Bild zur selben Zeit von gleichförmiger Farbe sind, wann der einfallende Strahl parallel oder normal zur Einfallsebene polarisirt ist. Diese Bilder sind an Farbe, wenn nicht an Intensität, complementar, sobald das Azimut des Hauptschnitts des Zerlegers Null oder 90° beträgt. Ihre Farbe ist identisch, wenn dieſs Azimut gleich 45° ist. Und endlich wird für vier paarweise conjugirte Richtungen das ordentliche oder auſserordentliche Bild beinahe farblos, während das andere farbig ist. Diesen letzten Fall zu realisiren, wird fast unmöglich seyn. Die Dispersion hindert immer das Weiſs an der Vollkommenheit; allein man sieht sehr deutlich eine bleiche Farbe, die sich derselben stark nähert, und ihr folgen plötzlich zwei durchaus entgegengesetzte Farben, je nachdem man den Zerleger rechts oder links dreht.

Das Daseyn eines Einfallswinkels, unter dem die Reflexion die Amplitude der zur Einfallsebene parallelen und normalen Schwingungen in gleichem Verhältniſs verringert, erkennt man daran, daſs das ordentliche und auſserordentliche Bild zur selben Zeit gleichförmig werden, aber complementar gefärbt bleiben.

Das Daseyn eines Winkels vollständiger Polarisation ergiebt sich daraus, daſs das ordentliche und auſserordentliche Bild zur selben Zeit von gleichförmiger, und, bis auf die Intensität, von gleicher Farbe sind; diese Intensität ist bei einem von ihnen Null, wenn der Hauptschnitt des Zerlegers parallel oder normal zur Einfallsebene ist.

Endlich erkennt man, ob das Product $hk \cos \varphi$ das Zeichen gewechselt habe, daran, daſs man, nachdem in beiden Fällen der Hauptschnitt des Zerlegers mit der Einfallsebene in Coïncidenz, und das ordentliche Bild zur Gleichförmigkeit gebracht worden ist, bei derselben sehr kleinen Drehung des Zerlegers die Farbe der Quarze sich in jedem Fall einer entgegengesetzten Nuance zuwenden sieht.

Operirt man bei irgend einer Incidenz, so giebt man dem Polarisationsazimut des einfallenden Strahls eine unveränderliche Lage und miſst die beiden conjugirten Azimute des Hauptschnitts des Zerlegers, welche z. B. das ordentliche Bild von gleichförmiger Farbe machen. Mittelst dieser gemessenen Winkel kann man hierauf berechnen den Phasenunterschied und das Verhältniſs der Amplituden-Verringerungen, welche die Reflexion, unter dieser Incidenz, den beiden Theilen des reflectirten Strahls, die der eine parallel, der andere normal zur Einfallsebene vibriren, eingeprägt hat. Uebrigens ist klar, daſs, wenn man mit weiſsem Lichte operirt, die sonach gemessenen und darauf zur Berechnung dienenden Winkel behaftet sind mit den unvermeidlichen Fehlern, die vom Dispersionsvermögen der Materie abhängen. Es ist sogar unmöglich, um den Polarisationswinkel herum, die Farben

beider Quarze strenge zur Gleichförmigkeit zu bringen; allein es ist ziemlich leicht, den Punkt zu erfassen, wo die durch eine kleine Drehung des Zerlegers erzeugten entgegengesetzten Farbentöne in einander übergehen. Das Verfahren nimmt somit an sich selbst zwischen den Winkeln, die den verschiedenen Farben zukommen, ein gewisses Mittel, das sich nicht sehr von der Wahrheit zu entfernen scheint. Dieſs ist übrigens ein mit der Anwendung des weiſsen Lichtes verknüpfter Uebelstand; allein andrerseits zeigt es die Erscheinungen viel deutlicher und macht sie gewissermaſsen handgreiflich; und ich kann nicht genug wiederholen, daſs diese Art von Oculardemonstration den Mitteln der Messung vorzuziehen ist.

Wenn endlich, alles Uebrige gleich, der Werth der Phasendifferenz und der des Verhältnisses der Amplituden-Verringerungen abhängen von der Richtung der Einfallsebene gegen die reflectirende Fläche, so braucht man nur, ohne etwas an den übrigen Umständen des Versuchs zu ändern, diese Fläche in ihrer eigenen Ebene zu drehen, um zu sehen, daſs die Farbenerscheinungen an beiden Bildern sich abändern.

19) Bei diesem Verfahren verrathen sich alle Erscheinungen durch den Farbencontrast, wenn man weiſses Licht anwendet, und durch Intensitätsdifferenzen, wenn man homogenes Licht gebraucht. Man kann die Farben geradezu beobachten, kann auch, bei Anwendung von Sonnenlicht, beträchtlich vergröſserte Bilder auf einen Schirm werfen. Diese zur Demonstration sehr zweckmäſsige Methode würde zugleich die genauesten Messungen liefern, in dem das Auge die Farben bei Ausbreitung auf groſse Flächen besser und ohne Ermüdung unterscheidet.

In Ermangelung dieser Beobachtungsmittel, die nicht immer zu Gebote stehen, habe ich das folgende Verfahren gewählt.

20) Das Instrument, dessen ich mich bediente, be-

steht aus zwei Röhren von 20 Centimeter Länge, verschlossen an beiden Enden durch genau concentrirte Diaphragmen von 7 Millim. Durchmesser. Diese Röhren bewegen sich an einem verticalen graduirten Kreis, der ihre gegenseitige Neigung zu messen erlaubt. Nahe beim Centrum dieses Kreises befindet sich ein Träger, beweglich um eine verticale Axe, so daſs man mittelst Stellschrauben diese Axe in Parallelismus mit der Ebene des Kreises und mit der Nulllinie der Theilung bringen kann. Er halbirt alsdann den Winkel zwischen den beiden gleich weit vom Nullpunkte abstehenden Röhren; und da senkrecht über der Axe des Trägers ein Glas angebracht ist, so kann man die vier Diaphragmen in Eine Linie stellen, zwei direct gesehen, zwei durch Reflexion vom Glase. Mittelst Fadenkreuz und eines kleinen zweckmäſsig aufgestellten Fernrohrs erhält man eine gröſsere Genauigkeit als durch bloſses Absehen der vier Diaphragmen.

Nach dieser Vorbereitung befestigt man auf das Glas die reflectirende Fläche mit etwas weichem Wachse, bringt sie, nach einigem Probiren, mit ihrer Ebene in das Centrum des getheilten Kreises und stellt sie senkrecht gegen die Drehungen des Trägers. Die reflectirten Bilder erscheinen dann unbeweglich, wenn die Drehung der Axe die reflectirende Fläche fortführt. Man ist sicher, daſs die sonach aufgestellte Fläche sich in ihrer eigenen Ebene drehe, und ohne etwas am einfallenden und reflectirten Strahl zu ändern, kann man die Einfallsebene leicht alle möglichen Richtungen gegen die reflectirende Fläche annehmen lassen. Diese Vorrichtung ist übrigens nur nützlich, wenn man mit krystallisirten Substanzen arbeitet.

Will man, daſs die Reflexion im Innern einer Flüssigkeit geschehe, so bringt man den Träger in einem Behälter an, in welchen die beiden Röhren mit ihren unteren Enden tauchen. Man nimmt alsdann statt der entsprechenden offenen Diaphragmen zwei, die durch senkrecht gegen

die Axe liegende Gläser verschlossen sind, so daſs der Strahl durch eine senkrechte Brechung zur Flüssigkeit sowohl ein- als austritt.

Das Licht einer guten Uhrlampe fällt auf ein Nicol'sches Prisma, vor dem ein mattes Glas aufgestellt ist. Hinter dem Prisma befindet sich ein Diaphragma und dann die der Hälfte nach aus Quarz von entgegengesetzter Drehung bestehende Platte. Nach der Reflexion fällt der Strahl, etwa 60 Centimeter von seinem Ausgangspunkt, auf ein doppeltbrechendes Prisma, und man beobachtet das Bild des Objectivdiaphragma's mit einem Fernrohr, das eine Vergröſserung von etwa fünf Halbmessern gewährt. Die Azimute des Nicol'schen Prisma und des zerlegenden doppeltbrechenden Prisma werden nöthigenfalls an graduirten Kreisen abgelesen, und man bestimmt ein- für allemal den Nullpunkt der Azimute, indem man ein Spiegelglas auf ein Gestell legt, und beim Winkel der vollständigen Polarisation operirt.

21) Bevor ich diese Beobachtungsmethoden auf krystallisirte Körper anwandte, machte ich, um sie zu controliren, einige Beobachtungen an verschiedenen Substanzen; ich werde zunächst die Hauptresultate derselben angeben.

22) Das Problem der Reflexion des Lichts an durchsichtigen unkrystallisirten Substanzen von mittlerer Brechbarkeit ist von Fresnel vollständig gelöst worden. Bezeichnet man mit i und r die Winkel der Incidenz und Refraction, so hat er gefunden, daſs die Amplituden-Verringerungen, welche die Reflexion den zur Einfallsebene parallelen und normalen Schwingungscomponenten einprägt, respective gleich sind den Coëfficienten:

$$h = -\frac{tang(i-r)}{tang(i+r)} \quad \text{und} \quad k = +\frac{sin(i-r)}{sin(i+r)}.$$

Diese Formeln bieten im Zeichen Eigenthümlichkeiten dar, die sich prüfen lassen.

Wenn in der Gleichung (5) $cos\,\varphi = \pm 1$, so gilt

sie für die Reflexion an durchsichtigen Mitteln. Sie gilt auch für den direct beobachteten einfallenden Strahl selbst, wenn man überdieſs $h = k = 1$ annimmt; und für den unter irgend einer Incidenz reflectirten Strahl, wenn man statt h und k die durch Fresnel's Formeln gegebenen Werthe setzt. Allein alsdann ist das Product hk negativ von der senkrechten Incidenz an bis zum Winkel der vollständigen Polarisation, und positiv vom Winkel der vollständigen Polarisation an bis zur streifenden Incidenz. Der Farbenunterschied, der durch eine sehr kleine Drehung des Zerlegers bewirkt wird, ist demnach, von der senkrechten Incidenz an bis zum Winkel der vollständigen Polarisation, der umgekehrte von dem, welchen man an dem direct zum Zerleger gelangenden Strahl bemerkt, oder auch an dem Strahl, der unter Incidenzen zwischen dem Winkel der vollständigen Polarisation und der streifenden Incidenz reflectirt wird. Die Erfahrung stimmt vollkommen mit dem Vorausgesehenen überein, und wenn im ersten Fall die schwach violette Farbe des einen der Quarze ins Rosenrothe spielt, so spielt sie beim anderen ins Blaue.

Die Zeichen von h und k finden sich also erwiesen, oder, mit anderen Worten, jene Folgerungen der Gleichung (5) kommen darauf zurück, daſs der Phasenunterschied zwischen den componirenden rechtwinklichen Schwingungen, wenn er bei dem einfallenden Strahl Null ist, bei dem reflectirten Strahl von der senkrechten Incidenz bis zum Winkel der vollständigen Polarisation gleich 180°, und von dem Winkel der vollständigen Polarisation bis zur streifenden Incidenz gleich 360° wird. Die entsprechenden Werthe des Verhältnisses $\frac{h}{k}$ sind successive gleich 1, 0, 1. Diese Schlüsse stimmen übrigens überein mit denen aus den Erscheinungen, die eine senkrecht gegen die Axe geschnittene Quarzplatte zeigt, welche man im Nörremberg'schen Apparat unmittelbar auf das das Licht senkrecht reflectirende Licht legt.

Als letzte Prüfung bei verschiedenen Substanzen habe ich den Winkel der vollständigen Polarisation durch die Bedingung bestimmt, daſs das ordentliche und auſserordentliche Bild gleichzeitig von gleichförmiger Farbe seyen. Diese Methode ist leicht; man hat sich nur zu versichern, daſs die Gleichförmigkeit für alle Azimute des Zerlegers verbleibt.

	Polarisationswinkel.		Brechindices nach dem Brewster'schen Gesetz.	Mittlere Indices.
Wasser	53°	5′	1,331	1,336
Fluſsspath	55	1	1,429	1,434
Entfärbtes Bucheckernöl	55	43	1,467	1,470

23) Die HH. Mac-Cullagh und Cauchy haben, jeder für sich, fast identische Formeln für die Erscheinungen der Reflexion an Metallen aufgestellt. Herr Mac-Cullagh hat seine Theorie durch einige eigene Versuche unterstützt [1]), und Herrn Cauchy's Formeln sind durch die sehr sorgfältigen Formeln des Herrn Jamin bestätigt worden [2]). Ich werde also nicht auf diesen Gegenstand zurückkommen, sondern nur bemerken, daſs bei den Körpern mit metallischer Opacität, wie bei den durchsichtigen, ein Zeichengegensatz existirt zwischen den Werthen von $\cos\varphi$, die den Incidenzen zwischen Null und dem Winkel des Polarisationsmaximums entsprechen, und denen, die sowohl den Incidenzen zwischen diesem Winkel und dem von 90°, als auch dem directen, ohne intermediäre Reflexion zum doppeltbrechenden Prisma gelangenden Strahl entsprechen; so daſs der Phasenunterschied zwischen den beiden rechtwinklichen Componenten, welcher für den directen Strahl 0° ist, für den reflectirten Strahl bei senkrechter Incidenz 180° wird, und, fortwährend wachsend, beim Winkel des Polarisationsmaximums durch 270° geht und bei der streifenden Incidenz auf 360° gelangt. Die

1) Phil. Magaz., T. XXIV, p. 380.

2) *Ann. de chim. et de phys., S. III, T. XIX, p.* 296. (S. 437 dieses Bandes der Annalen.)

entsprechenden Werthe des Verhältnisses $\frac{h}{k}$ sind successive die Einheit, ein Minimum und die Einheit.

Ich habe für einige früher gebrauchte Spiegel die dem Werthe $\varphi = \frac{1}{2}\omega$ entsprechende Incidenz bestimmt und die folgenden Zahlen gefunden:

Bleiglanz, verschiedene Stufen	75° 13′ bis 75° 22′
Stahl	75 27
Münzlegirung	73 33

Diesen Beobachtungen könnte ich einige Zahlen hinzufügen, die ich erhielt, als ich die Natur des Mittels, worin die Reflexion geschah, variirte; allein ich verspare dieselben auf eine andere Arbeit und begnüge mich mit der Bemerkung, daſs man, um dem experimentellen Verfahren seine höchste Empfindlichkeit zu geben, den Werthen von $\cos\varphi$ das Maximum ihres Einflusses lassen, und deshalb ein solches Azimut für den Zerleger wählen muſs, daſs der Coëfficient von φ der gröſstmögliche sey. Dieses Azimut wird also der Gleichung genügen:

$$\sin 2\alpha = 1 \quad \text{oder} \quad \tan g\, a = \pm \frac{k}{k}.$$

und man hat also den Hauptschnitt des Zerlegers so zu drehen, daſs diese Bedingung nahezu erfüllt sey. Bemerken wir überdieſs, daſs die Farbengegensätze desto hervortretender sind und die Empfindlichkeit desto gröſser ist, je mehr das Verhältniſs $\frac{h}{k}$ von der Einheit abweicht. Man hat nämlich gesehen, daſs $\frac{h}{k} = 1$ das ordentliche Bild gleichzeitig mit dem auſserordentlichen von gleichförmiger Farbe macht, wie übrigens auch der Phasenunterschied beschaffen seyn möge.

24) Wir sahen so eben, daſs bei den gewöhnlichen durchsichtigen Körpern beim Polarisationswinkel plötzlich eine Vergröſserung von 180° in dem Phasenunterschied eintritt, und daſs dagegen bei den Körpern mit metal-

liſcher Undurchsichtigkeit diese Vergröſserung langsam geschieht von der senkrechten Incidenz bis zur streifenden, dabei beim Winkel des Polarisationsmaximums durch 90° gehend.

Die durchsichtigen starkbrechenden Körper bilden gewissermaſsen den Uebergang zwischen diesen beiden Klassen von Mitteln. Die Amplitude der in der Einfallsebene liegende Schwingung annullirt sich für keine Incidenz; sie geht nur durch einen sehr kleinen Minimumwerth, und die von der Reflexion erzeugte Phasendifferenz findet sich zugleich = 270°. Allein dieser Unterschied nimmt schrittweise, obgleich sehr rasch, ab, wenn die Incidenz abnimmt, und wenn sie zunimmt, scheint er noch schneller zu wachsen, so daſs eine kleine Zahl von Graden in der Incidenz mehr oder weniger ihn unmittelbar von 180° auf 270° versetzt, und noch plötzlicher von 270° auf 360°.

Diese Eigenschaften, welche Hr. Airy beim Diamant mittelst der Farbenringe nachgewiesen hat [1]), finden sich auch bei der Blende und bei dem künstlichen Arsensulfid, welches der Arsensäure entspricht.

Die Beobachtung scheint in der That ganz bündig zu seyn. Wenn das Azimut des einfallenden Strahls und der Hauptschnitt des Zerlegers zusammenfallen mit der Reflexionsebene, ist das ordentliche Bild schwach, aber deutlich grün und das auſserordentliche lebhaft und rosenroth; und wenn man den Zerleger langsam dreht, geht das erstere plötzlich aus dem Grün in einen bleichen, fast farblosen Farbenton über, dem unmittelbar das Rosenroth folgt.

Ich habe gesucht alle Zweifel an dieser feinen Probe des experimentellen Verfahrens auf folgende Weise zu heben.

Wenn zwischen den beiden rechtwinklichen Componenten ein Phasenunterschied von mehr oder weniger

1) Ann. Bd. 28, S. 75.

nahe an 270° vorhanden ist, so kann man den einfallenden Strahl immer in einem solchen Azimut polarisiren, daſs die reflectirte Schwingung mehr oder weniger einer circularen gleichkommt. Der reflectirte Strahl, zerlegt mittelst einer senkrecht gegen die Axe geschnittenen Kalkspathplatte und eines Turmalins, entwickelt dann mehr oder weniger Farbenringe mit einem schwarzen Kreuz. Dieſs beobachtet man in der That sehr leicht am Schwefelarsen und an der Blende.

Endlich habe ich an diesen Substanzen mit einem kleinen Fluſsspathprisma, dessen convexe Base als Linse diente, die von Hrn. Airy beschriebenen Erscheinungen[1]) wiederholt. Zuweilen ist es mir gelungen, die Ringe unter den von diesem berühmten Physiker bemerkten Umständen wahrzunehmen, aber ich habe nicht nach Belieben die Umstände der Beleuchtung, welche den Erfolg der Versuche bedingen, realisiren gekonnt.

Ich fand die Winkel der Polarisationsmaxima:

bei verschiedenen Stücken durchscheinender Blende von mehr oder weniger dunkler Farbe zwischen	66° 4′ und 66° 23′
beim Schwefelarsen	66 51.

25) Die Erscheinungen, welche die Reflexion des Lichts an durchsichtigen krystallisirten Körpern begleiten, sind von Hrn. Brewster entdeckt, von Hrn. Seebeck ausgedehnten Versuchen unterworfen, und von den HH. Mac-Cullagh und Neumann zum Gegenstande theoretischer Untersuchungen gemacht.

Durch völlig analoge Betrachtungen, wie sie Fresnel angewandt hatte, aber gestützt auf andere Principien sind diese geschickten Mathematiker beide zu denselben Resultaten gelangt. Die Formeln des Hrn. Neumann umfassen das Problem in seiner ganzen Allgemeinheit und schlieſsen als besonderen Fall die von Fresnel ein. Nur ist zu bemerken, daſs wegen Verschiedenheit der Grundhypothesen die Formeln, welche bei Fresnel für die einen Schwingungen gelten, bei den HH. Mac-Cul-

1) *Transact. of the Cambridge phil. Soc.*, 1832. (Ann. Bd. 28, S. 75.)

lagh und Neumann auf die darauf rechtwinklichen Schwingungen übertragen sind.

Die Ablenkung der Polarisationsebene des natürlichen Lichts, welches sich durch Reflexion am Kalkspath polarisirt, der Unterschied der Polarisationswinkel an verschiedenen Flächen und, an einer selben Fläche, für verschiedene Richtungen der Einfallsebene sind von den HH. Brewster und Seebeck erwiesen worden, und die Formeln des Hrn. Neumann stellen die ungemein genauen Beobachtungen des letzteren Physikers bewundernswürdig dar. Es bleibt also wenig zu thun übrig, und man muſs erwarten, die Erfahrung in allem Detail von der Theorie überflügelt zu finden. Ich begnüge mich hier, zwei besondere Fälle zu betrachten, welche Hr. Seebeck vernachlässigt zu haben scheint, nämlich die Bestimmung der schiefen Incidenzen, welche die Amplituden der beiden componirenden Schwingungen in gleichem Verhältniſs verringern, und folglich der reflectirten Schwingung ein im absoluten Werthe gleiches Azimut, wie das der einfallenden Schwingung, lassen; und die Bestimmung der Aenderung, welche der absolute Werth des Azimuts eines polarisirten Strahls durch seine Reflexion unter senkrechter Incidenz erfährt.

Diese Erscheinungen sind ganz charakteristich für die Reflexion an Krystallen; beide finden sich auch bei den Krystallen mit metallischer Undurchsichtigkeit. Die zweite ist hier sogar, wie bei den durchsichtigen Krystallen, befreit von aller aus der elliptischen Polarisation entspringenden Complication. Erst nachdem ich diese beiden Eigenthümlichkeiten der Reflexion an opaken Krystallen durch Erfahrung aufgefunden hatte, und ohne zuvor daran gedacht zu haben, erkannte ich die Nothwendigkeit, sie an durchsichtigen Krystallen nachzuweisen.

Ich werde zunächst die Formeln des Hrn. Neumann beibringen [1]). Seyen:

1) In den Schriften der Berliner Academie für 1835. *Journ. de math. de Mr. Liouville, T. VII.*

I, J die Amplituden der zur Einfallsebene normalen und parallelen Schwingungen des reflectirten Strahls;
λ . . die Neigung der reflectirenden Fläche gegen die optische Axe;
μ . . der Winkel zwischen d. Schnitten der Einfallsebene u. des Hauptschnitts auf d. reflectirenden Fläche;
i . . Einfallswinkel;
r und ϱ Winkel der ordentlichen Brechung, und ein Hülfswinkel;
m und m' Indices der ordentlichen und auſserordentlichen Brechung:

$$\sin i = m \sin r,$$
$$m^2 m'^2 \sin^2\varrho = \sin^2 i\,[m^2 - (m^2 - m'^2)(\sin\lambda \cos\varrho - \cos\lambda \cos\mu \sin\varrho)^2].$$

Seyen ferner:
ω . . Veränderungsazimut des einfallenden Strahls;
W, P, Q, S, T numerische Coëfficienten; — so hat man die folgende Reihe von Gleichungen:

$$I = P \sin\omega + Q \cos\omega. \qquad J = S \sin\omega + T \cos\omega.$$

$$W = \cos^2\lambda \sin^2\mu \sin(i+r) \cos(i-r) \sin(i+\varrho) + \sin(i+r)(\sin\lambda \sin r - \cos\lambda \cos\mu \cos r)\left[\begin{matrix} \sin\lambda(\sin\varrho \sin i \cos i + \cos\varrho \sin^2 r) \\ - \cos\lambda \cos\mu (\cos\varrho \sin i \cos i - \sin\varrho \cos^2 r)\end{matrix}\right].$$

$$W.\,P = \cos^2\lambda \sin^2\mu \sin(i-r) \cos(i+r) \sin(i+\varrho) + \sin(i+r)(\sin\lambda \sin r - \cos\lambda \cos\mu \cos r)\left[\begin{matrix} \sin\lambda(\sin\varrho \sin i \cos i - \cos\varrho \sin^2 r) \\ - \cos\lambda \cos\mu (\cos\varrho \sin i \cos i - \sin\varrho \cos^2 r)\end{matrix}\right].$$

$$- W.\,Q = \cos\lambda \sin\mu (\sin\lambda \sin r - \cos\lambda \cos\mu \cos r) \sin 2i \sin(r-\varrho).$$

$$- W.\,S = \cos\lambda \sin\mu (\sin\lambda \sin r + \cos\lambda \cos\mu \cos r) \sin 2i \sin(r-\varrho).$$

$$- W.\,T = \cos^2\lambda \sin^2\mu \sin(i+r) \cos(i-r) \sin(i+\varrho) + \sin(i-r)(\sin\lambda \sin r - \cos\lambda \cos\mu \cos r)\left[\begin{matrix} \sin\lambda(\sin\varrho \sin i \cos i + \cos\varrho \sin^2 r) \\ - \cos\lambda \cos\mu (\cos\varrho \sin i \cos i - \sin\varrho \cos^2 r)\end{matrix}\right].$$

Mit Hülfe dieser Formeln und der Annahme $\omega = 45^0$ berechnet man die weiterhin folgenden Werthe von I u. J.

26) Ich suchte den $I = \pm J$ entsprechenden Einfallswinkel auf, operirend mit einer künstlichen Kalkspathfläche, die unter den von Hrn. Seebeck empfohlenen Vorsichtsmaſsregeln polirt worden, und mit einer natürlichen Spaltfläche. Ich befestigte das Azimut der Schwingung des einfallenden Strahls und das des Hauptschnitts des Zerlegers bei 45°, und bestimmte die Incidenz, welche sowohl das auſserordentliche wie das ordentliche Bild verschwinden machte. Wenn ich mit der Spaltungsfläche operirte, wandte ich den Doppelquarz nicht an, aus Gründen, die am Ende des §. 17. angegeben sind; wenn ich mit der der Axe fast parallelen Fläche operirte, fand ich, daſs diese Methode und die directe Beobachtung fast identische Resultate gaben.

Wenn die Einfallsebene parallel ist dem Hauptschnitt genügt keine Incidenz der Aufgabe. Diese Ebene ward also immer normal gestellt und der Krystall successive in Luft, Wasser und durch Thierkohle entfärbtes Buckernöl getaucht. Der Index dieses Oels fand sich für die grünen Strahlen gleich 1,470, so daſs sich die Indices der ordentlichen und auſserordentlichen Brechung m und m' des Kalkspaths successive ergaben gleich:

	In Luft.	Im Wasser.	Im Oel.
m	1,654	1,238	1,1252
m'	1,483	1,110	1,0089

Die Resultate der Versuche sind in folgender Tafel vereint.

Neigung der reflectirend. Fläche gegen die Axe.		Beobachtete Incidenzen.		Berechnete Werthe für I.	Berechnete Werthe für J.
		In Luft.			
45°	23′	16°	00′	− 0,252	+ 0,246
0	7	23	47	− 0,2188	+ 0,2190
		Im Wasser.			
45°	23′	26°	15′	− 0,1718	+ 0,1704
0	7	33	0	− 0,071	+ 0,072
		75	59	− 0,551	− 0,543

Neigung der reflectirend. Fläche gegen die Axe.	Beobachtete Incidenzen.	Berechnete Werthe für I.	J.
	Im Oel.		
45° 23′	36° 16′	− 0,0653	+ 0,0656
0 7	> 45 0	− 0,0087	+ 0,011
	51 7	− 0,0109	− 0,011

Diese Tafel giebt zu einigen Bemerkungen Anlaſs.

Man sieht, wenn die reflectirende Fläche in gewisse Mittel taucht, so entsprechen zwei Winkel schiefen Einfalls, der eine über, der andere unter dem Polarisationswinkel, den Amplituden $-I = +J$ und $I = -J$. Diese Eigenschaft gehört wahrscheinlich der Spaltungsfläche wie der der Axe parallelen Fläche; allein um zum gröſsten Winkel zu gelangen, hätte man dem reflectirten Strahl bis zu sehr schiefen Incidenzen folgen müssen, die man nicht mit dem Instrument erreichen konnte.

Wenn die Kalkspathfläche in Oel getaucht ist, ist das reflectirte Licht immer sehr schwach, und zum Gelingen sind Sonnenstrahlen erforderlich. Bei einer der Axe parallelen Fläche konnte ich selbst hiedurch nicht zum kleinsten Winkel gelangen. Ich konnte nur ermitteln, daſs dieser Winkel über 45° betragen müsse. Die berechneten Amplituden entsprechen 45° und stimmen mit diesem Schluſs.

Das Verhältniſs $\frac{I}{J}$ scheint nahe bei der Incidenz, welche es gleich eins macht, sich nicht sehr schnell zu ändern, besonders in der Luft. Die durch Versuche gefundenen Winkel können demnach merklich von der Wahrheit abweichen, obgleich die entsprechenden berechneten Werthe sich der Gleichheit im absoluten Werthe nähern.

27) Zum Studium der Verhältnisse, in welchem die Reflexion, bei senkrechter Incidenz, die Amplituden der zum Hauptschnitt parallelen und winkelrechten Schwingungen verringert, wandte ich das folgende Verfahren an.

Das

Das auſserhalb der Einfallsebene polarisirte Licht fällt unter einem von dem der vollständigen Polarisation verschiedenen Einfallswinkel auf ein dünnes Glas mit parallelen Flächen. Der reflectirte Theil trifft hierauf senkrecht einen horizontalen Spiegel, kehrt in sich zurück, um abermals auf die Glasplatte zu fallen, durchdringt sie und gelangt endlich zum Zerleger, einem doppeltbrechenden Prisma.

Man regulirt übrigens die Lage des Spiegels, indem man sich versichert erstlich, daſs die Diaphragmen des senkrechten Sehrohrs mit ihren eignen Bildern vollkommen in einer Linie liegen, und darauf, daſs dasselbe der Fall sey mit den reflectirten Bildern der beiden Diaphragmen, durch welche der einfallende Strahl geht, und den Diaphragmen des senkrechten Sehrohrs.

Taucht man den Spiegel in eine Flüssigkeit, so muſs man darauf achten, die reflectirende Fläche etwas aus dem Parallelismus mit der Oberfläche der Fläche abzulenken, um die reflectirten Bilder von einander zu trennen. Diese schwache Neigung stört die Resultate nicht merklich.

Der mit dem zerlegenden Prisma aufgefangene Strahl besitzt noch die ebene Polarisation. Man kann also sein Schwingungsazimut auf gewöhnliche Weise messen, indem man die Lage des Hauptschnitts bestimmt, bei welchem eins der beiden Bilder verschwindet.

Dieses Azimut ändert sich, sobald, bei übrigens gleichen Umständen, die reflectirende Fläche in ihrer eigenen Ebene gedreht wird. Miſst man hiebei die beiden successiven Schwingungsazimute des reflectirten Strahls, so kann man berechnen, in welchem Verhältniſs die Amplitude der zum Hauptschnitt des Krystalls parallelen und normalen Schwingungen verringert worden ist.

Man kann auch den Doppelquarz anwenden und die beiden Azimute bestimmen, welche die den beiden rechtwinklichen Lagen der reflectirenden Fläche entsprechenden ordentlichen Bilder von gleichförmiger Farbe machen.

Ich begnüge mich, die für das erste Verfahren erforderliche Rechnung zu entwickeln; das zweite führt zu ähnlichen Formeln, die man leicht ergänzen wird.

Behalten wir die früheren Bezeichnungen bei, und sey überdieſs die zur Einfallsebene der Glasplatte parallele Schwingung durch ihre Reflexion und durch ihre vierfache Refraction beim Ein- und Austritt aus der Glasplatte und der den Spiegel umgebenden Flüssigkeit im Verhältniſs $\frac{n}{1}$ in der Amplitude verringert. Sey die Amplitude der zu jener Einfallsebene normalen Schwingung durch dieselben Ursachen im Verhältniſs $\frac{m}{1}$ verringert. Nennen wir endlich h und k die Coëfficienten der Verringerung, welche die senkrechte Reflexion den zum Hauptschnitt parallelen und winkelrechten Schwingungen einprägt.

Wenn der Hauptschnitt zusammenfällt mit der Einfallsebene der Glasplatte, so besitzen die beiden Schwingungen des ausfahrenden Strahls bei ihrem Einfall auf den Zerleger die Amplituden:

$$n\,h\,\cos\omega. \qquad\qquad m\,k\,\sin\omega.$$

Ist der Hauptschnitt winkelrecht auf der Einfallsebene der Glasplatte, so werden diese Amplituden vorgestellt durch:

$$n\,k\,\cos\omega. \qquad\qquad m\,h\,\sin\omega.$$

Nennt man also a, $a_{\prime}$ die beiden successiven Schwingungsazimute des ausfahrenden Strahls, so hat man:

$$\tang a = \frac{m\,k}{n\,h}\tang\omega, \qquad\qquad \tang a_{\prime} = \frac{m\,h}{n\,k}\tang\omega,$$

und daraus:

$$\frac{h^2}{k^2} = \frac{\tang a_{\prime}}{\tang a}.$$

Anlangend die theoretischen Werthe von h und k, so kann man sie aus den Formeln des Hrn. Neumann entnehmen oder, ohne Rücksicht auf die allgemeine Theorie, selbst aus den Formeln von Fresnel.

Bekanntlich erleidet eine Schwingung durch senkrechte Incidenz eine Verringerung der Amplitude, die durch $\frac{l-1}{l+1}$ vorgestellt wird, wenn l das Verhältniſs der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der ebenen Wellen im ersten und zweiten Mittel bezeichnet. Nun ist für die zum Hauptschnitt senkrechte Schwingung dieſs Verhältniſs genau der gewöhnliche Brechindex m. Für die mit diesem Hauptschnitt parallele Schwingung ist dieſs Verhältniſs, zufolge der bekannten Gesetze der Doppelbrechung, gleich:

$$\frac{m m'}{\sqrt{m^2 \cos^2\lambda + m'^2 \sin^2\lambda}} = \mu,$$

so daſs man hat:

$$\frac{h}{k} = \frac{\mu - 1}{\mu + 1} \cdot \frac{m+1}{m-1}.$$

Dieſs sind die Methoden der Beobachtung und Rechnung, welche die folgenden Resultate geliefert haben:

$a = 45°$.

Neigung der reflectirend. Fläche gegen die Axe.	Werthe von $a_\prime$.	Werthe von $\frac{h}{k}$. Beobachtet.	Berechnet.
	In Luft.		
0° 7′	31° 42′	0,7859	0,7894
45 23	38 32	0,8924	0,8902
	Im Wasser.		
0° 7′	13° 42′	0,4937	0,4902
45 23	28 18	0,7329	0,7355
	Im Oel.		
0° 7′	0° 26′	0,08697	0,0752
45 23	0 3	0,02954	0,05184

Die letzten Beobachtungen entfernen sich merklich vom theoretischen Resultat, weil die gemessenen Winkel klein sind. Sie treten in die Berechnung von $\frac{h}{k}$ als Quadratwurzel aus ihrer Tangente. Die Beobachtungsfehler haben also einen verhältniſsmäſsig bedeutenden Einfluſs. Ueberdieſs muſs man erwägen, daſs das re-

flectirte Licht eine sehr schwache Intensität besitzt, und daſs es demgemäſs schwierig ist, das Polarisationsazimut zu messen.

Wenn man sich des Doppelquarzes bedient und in Wasser oder besonders in Oel operirt, so kann man bemerken, daſs, selbst ohne Zerleger, die Farben des reflectirten Bildes sich bedeutend ändern, wenn man die reflectirende Fläche in ihrer Ebene dreht. Diese Thatsache ist übrigens eine natürliche Folge des groſsen Unterschiedes der Werthe von h und k, weil, wenn eine dieser Gröſsen Null ward, der Spiegel wie ein wahrhafter Zerleger wirkte, der successiv in zwei rechtwinkliche Lagen gebracht worden.

28) Nach diesen Präliminarien schreite ich zur Anwendung des Verfahrens auf die mit metallischer Undurchsichtigkeit begabten Krystalle.

Zu Versuchen über die Lichtreflexion eignen sich nur wenige Substanzen von dieser Eigenschaft und sie gehören nicht zum regulären System. Ich habe nur mit *Schwefelantimon* und mit *Bournonit* operiren können. Der Eisenglanz, der in der That nicht undurchsichtig ist, nähert sich durch seine optischen Eigenschaften mehr den durchsichtigen stark brechenden Körpern als den mit metallischer Undurchsichtigkeit begabten.

Selbst der Bournonit zeigt auf den von mir untersuchten Flächen die von der Doppelbrechung abhängigen Eigenschaften nur in unmerklicher Weise, so daſs meine Versuche wirklich nur das Schwefelantimon betreffen. Da diese Versuche den Hauptgegenstand dieser Abhandlung ausmachen, so werde ich sie etwas ausführlich auseinandersetzen.

Das Schwefelantimon krystallisirt in geradem rhomboïdalen Prisma, gehört also zur Klasse der Krystalle mit zwei optischen Axen. Die Spaltungsebene halbirt den Winkel der schiefen Axen und enthält die senkrechte Axe.

Stellt man eine Spaltungsfläche so auf, daſs man sie

in ihrer Ebene drehen kann, so erkennt man sogleich als allgemeines, allen Incidenzen gemeinsames Phänomen, daſs die beiden Segmente, z. B. des ordentlichen Bildes, welche man zuvor auf gleichförmige Farbe gebracht hatte, als die Axe des Krystalls der Einfallsebene parallel war, allmälig, so wie man den Spiegel dreht, in zwei entgegengesetzte Farbentöne übergehen, und dieser Gegensatz in den Farben scheint sein Maximum zu erreichen, wenn die Axe winkelrecht zur Einfallsebene geworden ist.

Geht man nun von der streifenden Incidenz aus und führt jedesmal eins der beiden Bilder auf die Gleichförmigkeit zurück, so sieht man die Farben der beiden Segmente des anderen Bildes einander nähern, in dem Maaſse wie die Incidenz zunimmt.

Gegen die Incidenz von 78° 30′ nehmen beide Bilder zugleich eine gleichförmige Farbe an, sobald die Axe des Krystalls parallel zur Einfallsebene ist. Ist sie dagegen senkrecht auf ihr, so bleibt das auſserordentliche Bild in seinen Hälften von recht verschiedenen Farben, wenn das ordentliche Bild von gleichförmiger Farbe ist.

Gegen 76° 40′ Incidenz ist die Erscheinung umgekehrt. Die beiden Bilder nehmen zugleich eine gleichförmige Farbe an, sobald die Krystallaxe winkelrecht zur Einfallsebene ist. Wenn sie dagegen ihr parallel ist, bleibt das auſserordentliche Bild in den Hälften von verschiedener Farbe, während das ordentliche die Gleichförmigkeit erreicht.

Je nachdem also die Krystallaxe parallel oder normal zur Einfallsebene ist, schwankt der Einfallswinkel, welcher $\varphi = \frac{1}{2}\,\omega$ entspricht, von 78° 30′ bis 76° 40′ etwa.

So fortfahrend sieht man die Farbenerscheinungen denselben Gang wieder annehmen, den sie ursprünglich befolgten, und wenn man immer das ordentliche Bild zur Gleichförmigkeit zurückführt, erscheinen die beiden Segmente des auſserordentlichen Bildes in Farben, deren

Contrast anfangs mit abnehmender Incidenz zunimmt, aber zuletzt wiederum schwächer wird.

Wenn die Incidenz etwa 18° 30′ erreicht, gelangen beide Bilder, das ordentliche und das auſserordentliche gleichzeitig zu gleichförmiger Farbe, obwohl sie gegen einander complementar gefärbt bleiben, sobald die Krystallaxe parallel der Einfallsebene ist. Ist sie dagegen winkelrecht auf dieser, so bleibt das auſserordentliche Bild in seinen Hälften verschiedenfarbig, wenn das ordentliche Bild eine gleichförmige Farbe annimmt. Unter der Incidenz von 18° 30′ ist also das Verhältniſs $\frac{h^2}{k^2}$ der Einheit gleich, sobald die Krystallaxe parallel der Einfallsebene liegt.

Nimmt endlich die Incidenz noch mehr ab, so hören die beiden Bilder abermals auf gleichzeitig von gleichförmiger Farbe zu seyn, wie auch die Krystallaxe liegen möge.

29) Sind einmal diese unterscheidenden Kennzeichen der Krystallreflexion durch die ihr ausschlieſslich eigenen Folgerungen festgestellt und zwar unabhängig von jeder Messung, so ist die Beweisführung vollständig und bedarf nicht der Stütze durch numerische Bestimmungen, da sie nichts hinzufügen würden. Dennoch habe ich diese nicht vernachlässigt, trotz der Unsicherheiten, welche die Dispersion auf diese Art von Versuchen wirft. In der folgenden Tafel habe ich die beobachteten Winkel und die daraus mittelst der Formel (3) hervorgehenden Werthe von $\frac{h}{k}$ zusammengestellt.

Die Messungen sind nahe beim Winkel des Polarisationsmaximums unsicher. Die Dispersion gewinnt nämlich einen bedeutenden Einfluſs, und überdieſs wird die Function, welche die Werthe der Azimute ω der Schwingung des einfallenden Strahls a und a' des Hauptschnitts

des Zerlegers mit einander verknüpft, discontinuirlich, indem sie durchs Unendliche geht.

Wie dem auch sey: nimmt man die Einfallswinkel zu Abscissen und die Werthe von $\frac{h}{k}$ zu Ordinaten, so kann man durch alle sonach bestimmten Punkte eine Curve legen, welche dieselben mit einander verbindet. Ihre Gestalt ist sehr regelmäſsig, und in Ermangelung einer theoretischen Controle, gewährt diese Regelmäſsigkeit sogar eine Bürgschaft für die Genauigkeit. Der Gang dieser Curve zeigt übrigens in sehr wahrscheinlicher Weise an, daſs für zwei gegen die reflectirende Fläche rechtwinklichen Lagen der Einfallsebene das Verhältniſs $\frac{h}{k}$ gegen die Einheit convergirt, in dem Maaſse als die Incidenz sich 90° nähert.

Incidenzen.	Axe parallel der Einfallsebene. $\omega_0 =$ Azimut $a.$	$a'.$	Entsprechende Werthe von $\frac{h}{k}$.	$\omega_i =$ Azimut $a.$	$a'.$	Entsprechende Werthe von $\frac{h}{k}$.	Axe winkelrecht zur Einfallsebene. $\omega_0 =$ Azimut $a.$	$a'.$	Entsprechende Werthe von $\frac{h}{k}$.	$\omega_i =$ Azimut $a.$	$a'.$	Entsprechende Werthe von $\frac{h}{k}$.	Mittelwerthe von $\frac{h}{k}$. Axe parallel.	Axe winkelrecht.
0°00													1,063	0,941
18 30			1,000			1,000	47°41′	132°14′	0,909				1,000	0,909
30 00	62°17′	148°36′	0,928	37°45′	123°48′	0,930	64 22	146 13	0,847	34°57′	116° 6′	0,837	0,929	0,842
35 00	63 14	147 33	0,891	38 34	122 34	0,895	65 7	144 36	0,808	36 5	115 6	0,802	0,893	0,805
40 00	64 33	146 1	0,840	40 22	121 8	0,843	66 16	143 00	0,764	37 36	114 00	0,760	0,841	0,762
45 00	65 18	144 15	0,790	42 12	119 25	0,790	67 45	140 42	0,707	39 38	112 24	0,705	0,790	0,706
50 00	67 27	142 10	0,731	44 32	117 28	0,727	69 15	137 58	0,648	42 20	110 33	0,641	0,729	0,644
55 00	69 43	138 35	0,647	47 54	114 50	0,647	71 24	134 31	0,575	45 49	108 26	0,569	0,647	0,572
60 00	72 15	134 14	0,558	51 55	111 54	0,560	73 47	129 57	0,492	50 30	105 46	0,482	0,559	0,487
62 30	73 38	131 34	0,510	54 28	110 10	0,524	75 1	126 51	0,448	53 22	104 24	0,437	0,517	0,445
65 00	75 4	128 44	0,462	57 16	108 10	0,458	76 23	123 24	0,399	56 42	103 8	0,393	0,460	0,396
67 30	76 56	125 4	0,403	60 30	106 00	0,403	77 58	119 23	0,346	60 47	101 38	0,339	0,403	0,342
70 00	78 54	120 7	0,337	64 53	103 32	0,336	79 26	114 25	0,291	65 12	101 24	0,291	0,336	0,291
72 00	80 38	115 19	0,279	68 40	101 33	0,282	80 12	109 36	0,248	69 29	99 37	0,252	0,280	0,250
74 00	82 3	110 22	0,228	72 54	99 23	0,225	80 30	104 34	0,208	75 9	99 24	0,210	0,226	0,209
76 00	82 30	104 11	0,182	78 13	98 12	0,173							0,177	
76 36							80 35 99 23	99 23 80 35	0,166	80 30 90 28	99 28 80 30	0,167		0,166
78 00							99 25	78 30	0,184	100 35	80 30	0,177		0,180
78 30	82 36 98 3	98 3 82 36	0,1404	82 36 89 3	98 3 82 4	0,1404							0,1404	
80 00	98 7	78 18	0,172	100 29	82 2	0,161	99 34	71 30	0,237	107 55	80 6	0,237	0,166	0,237
82 00	98 54	68 34	0,248	107 37	80 6	0,233	101 00	63 12	0,313	116 40	78 48	0,315	0,240	0,314
84 00	102 13	58 58	0,361	116 58	75 30	0,263	104 18	54 48	0,424	125 51	75 44	0,429	0,362	0,426
86 00	106 39	49 9	0,508	125 46	70 25	0,506	108 31	45 48	0,571	134 36	71 42	0,571	0,507	0,571
88 00	112 40	38 37	0,723	136 00	62 19	0,737	113 46	37 8	0,763	142 47	67 3	0,747	0,730	0,755

Ich habe geſucht, die Beſtimmung der $\varphi = 90^0$ entſprechenden Werthe von $\frac{h}{k}$ dem Einfluſs der Dispersion zu entziehen, und bin daher zu der Methode des §. 12 zurückgekehrt, ein rothes Glas anwendend. Ich habe dabei, wenn die Einfallsebene folgeweiſe parallel und winkelrecht zur Axe war, die Zahlen 0,153 und 0,165 erhalten. Allein obwohl dieſe Zahlen Mittelwerthe aus 20 Verſuchen ſind, können ſie doch kein groſses Vertrauen einflöſsen, weil die einzelnen Beſtimmungen oft bedeutend von einander abweichen.

Es iſt um ſo mehr zu bedauern, daſs die Dispersion die Reſultate in der Nähe der $\varphi = 90^0$ entſprechenden Incidenz ſtört, als es wichtig ſeyn würde zu bewahrheiten, daſs bei der Reflexion an metalliſchen Kryſtallen, wie bei der Reflexion an gewöhnlichen Metallen, das Minimum des Verhältniſſes $\frac{h}{k}$ gleichfalls dieſer Incidenz entſpricht. Sehr wahrſcheinlich iſt dem alſo, aber man kann es noch nicht als eine ſtreng bewieſene Thatſache anſehen.

30) Die vorſtehenden Beobachtungen, ſubſtituirt in der Gleichung (4), würden die entſprechende Reihe der Werthe von φ geben; man müſste nur die Werthe von ω mit Genauigkeit beſtimmen. Dieſe Formel erfordert die Kenntniſs dreier Winkel. Ich habe mich überdieſs verſichert, daſs in gewiſſen Fällen ein kleiner Fehler in den Werthen von a und a' hinreicht, um ſehr beträchtliche in der Berechnung von φ zu veranlaſſen. Dieſe Beobachtungsweiſe iſt alſo ſchwierig anwendbar, und ich glaube, man wird ihr die folgende vorziehen müſſen.

Man befeſtige den Zerleger in einer unveränderlichen Lage und beſtimme das Schwingungsazimut ω des einfallenden Strahls, welches z. B. das ordentliche Bild von gleichförmiger Farbe macht:

$$tang\, 2\,\omega = cos\,\varphi\;\; tang\, 2\,\alpha.$$

Man wiederhole dieselbe Operation, nachdem man in die Bahn des einfallenden oder reflectirten Strahls ein Fresnel'sches Parallelepiped gestellt hat, und zwar mit seinem Hauptschnitt parallel oder senkrecht zur Einfallsebene. Dadurch wird das Verhältniſs $\frac{h}{k}$ und folglich der Winkel α nicht geändert, aber der Phasenunterschied φ wird um eine Gröſse ε vergröſsert oder verringert. Man hat also:

$$tang\,2\,\omega' = cos\,(\varphi \pm \varepsilon)\;tang\,2\,\alpha,$$

woraus:

$$tang\,(\varphi \pm \tfrac{1}{2}\,\varepsilon) = \pm\,\frac{sin\,2\,(\omega - \omega')}{sin\,2\,(\omega + \omega')}\,cot\,.\,\frac{\varepsilon}{2}.$$

Nach dieser Methode habe ich einige Versuche gemacht, welche mir aber wenig genügend erschienen. Da indeſs das Instrument, dessen ich mich bediente, sich schlecht zur Anwendung des Fresnel'schen Parallelepipedes eignete, und andererseits die Bestimmung der Werthe von φ wenig zu dem von mir beabsichtigten Beweis des Phänomens beiträgt, so hielt ich es für keinen Nachtheil, diese Versuche bis zu gelegener Zeit zu verschieben. Nur habe ich mich mittelst einer gegen die Axe senkrechten Kalkspathplatte und eines Turmalins überzeugt, daſs der reflectirte Strahl nur bei den Incidenzen zwischen 40° und 88° merklich depolarisirt ist, und daſs bei diesen äuſsersten Gränzen die Depolarisationserscheinungen zweifelhaft und kaum wahrnehmbar sind; dieſs- und jenseits sind sie ganz unmerklich.

31) Dieselbe Reihe von Bestimmungen an Schwefelantimon, das in Wasser oder Oel getaucht ist, wäre nicht ohne Wichtigkeit. Ich habe sie indeſs nicht unternommen, weil mein Instrument mir nicht erlaubt haben würde, den reflectirten Strahl bis zu sehr schiefen Incidenzen zu verfolgen, was am meisten Interesse haben würde.

Ich habe mich begnügt, so viel wie möglich den

Werth der schiefen Incidenz zu bestimmen, der dem Verhältniſs $\frac{h}{k} = -1$ entspricht. Ich fand diese Incidenz:

in Luft	$= 18^{\circ}\ 30'$
- Wasser	$= 24\ \ 40$
- Oel	$= 27\ \ \ 0$

Die Einfallsebene dabei immer parallel der Krystallaxe. Ich bemerke übrigens nochmals, daſs der Versuch eine groſse Unsicherheit hinterläſst, weil das Verhältniſs $\frac{h}{k}$ mit der Incidenz in der Nähe ihres der Einheit gleichen Werthes ziemlich langsam zu variiren scheint.

32) Die lothrechte Reflexion am Schwefelantimon zeigt durchaus dieselben Eigenthümlichkeiten, wie die am Kalkspath. Das reflectirte Licht bleibt geradlinig polarisirt, mithin sind die Erscheinungen in allen Stücken vergleichbar. Indeſs sind die ersteren weniger deutlich, weil die Doppelbrechung weniger kräftig zu seyn scheint, und die wachsende Brechbarkeit der Mittel, in welchen die Reflexion geschieht, nothwendigerweise weniger Einfluſs hat. Man bemerkt überdieſs beim Schwefelantimon eine schwache, aber deutliche Farbenzerstreuung, welche nichts anders ist, als eine nothwendige Folge des Dispersionsvermögens der Materie.

Ich habe den Versuch durchaus wie beim Kalkspath angestellt, und zwar an verschiedenen Individuen. Aus Furcht, die natürliche Politur der Flächen durch Abwischen zu verderben, tauchte ich einige anfangs in Wasser und darauf in Oel, andere anfangs in Oel und dann in Wasser. Der Krystall No. 2 war seit lange abgespalten, vielleicht hatte sein Glanz etwas gelitten.

No. der Krystalle.	In Luft.			In Wasser.			In Oel.		
	a.	a'.	$\frac{k}{h}$.	a.	a'.	$\frac{h}{k}$.	a.	a'.	$\frac{h}{k}$.
1	48° 26′	45° 0′	1,062						
	42 5	33 36	1,064						
2	44 52	41 40	1,058	44° 52′	40° 24′	1,081	44° 52′	39° 34′	1,097
3	44 52	41 10	1,067	44 52	39 52	1,092	44 52	39 11	1,108
4	48 25	44 52	1,063	49 54	44 52	1,093	50 51	44 52	1,106

33) Bisher war bloſs davon die Rede, was vorhergehe, wenn die Einfallsebene parallel oder winkelrecht zur Krystallaxe sey. Dehnt man durch Induction die Ideen Fresnel's über die durchsichtigen Krystalle auf die mit metallischer Undurchsichtigkeit begabten aus, so lassen Gründe der Symmetrie glauben, daſs, nach diesen Richtungen, die Einfallsebene und die reflectirende Fläche mit den beiden Hauptschnitten der Wellenfläche zusammenfallen. Man konnte daher in den vorherigen Schluſsfolgen implicite voraussetzen, daſs, für diese beiden Hauptlagen der Einfallsebene, ein zu dieser Ebene parallel oder winkelrecht schwingender Strahl auch nach der Reflexion in derselben Richtung zu schwingen fortfahren würde. Wäre die Einfallsebene nicht mehr normal oder parallel zur Axe, so würde sie nicht mehr mit einem der Hauptschnitte der Wellenfläche zusammenfallen, und es würde nicht mehr erlaubt seyn, die frühere Voraussetzung zu machen. Eine zur Einfallsebene parallele oder normale Schwingung müſste dagegen für sich allein dem reflectirten Strahl zwei Componenten liefern, eine parallel und eine normal zur Einfallsebene.

Der Versuch bestätigt diese Betrachtungsweise und kann auf mehrfache Weise angestellt werden.

Man kann zuvörderst, ohne sich des Doppelquarzes zu bedienen, die Hauptschnitte des Nicol'-

schen Objectivprismas und des zerlegenden doppeltbrechenden Prismas parallel oder winkelrecht zur Einfallsebene stellen. So lange auch die Axe der Krystalle parallel oder winkelrecht zu dieser Ebene ist, verschwindet eins der beiden Bilder vollständig, und mithin ist die Schwingung sich nach der Reflexion parallel geblieben. Wenn dagegen die Krystallaxe gegen die Einfallsebene neigt, erlöscht keins der beiden Bilder; nur färbt sich das eine von ihnen dunkelblau oder violettroth durch die Drehung des Zerlegers.

Man kann auch den Doppelquarz auf gewöhnliche Weise anwenden und den Hauptschnitt des Nicol'schen Objectivprismas und des Zerlegers parallel oder winkelrecht zur Einfallsebene stellen. Wenn die Krystallaxe parallel oder winkelrecht zu dieser Ebene ist, nehmen das ordentliche und das auſserordentliche Bild beide eine gleichförmige Farbe an. Dreht man dagegen die reflectirende Fläche in ihrer Ebene und läſst das Nicol'sche Prisma, so wie den Zerleger, unbeweglich, so sieht man jedes Bild in zwei Segmente von merklich verschiedener Farbe zerfallen.

Diese Beobachtungen reichen hin zu zeigen, daſs es wenigstens eine Ablenkung der Polarisationsebene giebt, aber sie beweisen nicht, ob in dem uns beschäftigenden Falle das reflectirte Licht elliptisch polarisch sey oder nicht. Das Beharren der vom Zerleger erzeugten Bilder könnte nämlich eine bloſse Wirkung der Dispersion seyn, und andererseits schwächt ein rothes Glas die Intensität genugsam, um das dunklere Bild verschwinden zu lassen. Zerlegt man aber den reflectirten Strahl mit einer gegen die Axe senkrechten Kalkspathplatte und einem Turmalin, so erblickt man das schwarze Kreuz und die Ringe verrückt, zwar wenig, aber doch erkennbar, wenn man sorgfältig zusieht. Dieser Versuch, welcher eine sehr schwache Ellipticität beweist, gelingt nur gut, wenn die einfallende Schwingung parallel der Einfallsebene ist. Ist sie winkel-

recht mit ihr, so zeigt sich keine wahrnehmbare Wirkung, und wahrscheinlich ist die Wirkung der zweiten Componente verdeckt durch die viel gröſsere Intensität der ersten. Man muſs übrigens bemerken, daſs alle diese Erscheinungen erst zwischen 75° und 80° Incidenz etwas merkbar werden.

34) Stellt man die verschiedenen Umstände, welche die Reflexion des Lichts an krystallisirten, entweder durchsichtigen oder metallisch undurchsichtigen Körpern begleiten, in Parallele, so findet man, daſs die charakteristischen Eigenthümlichkeiten dieser beiden Gattungen von Phänomenen sich paarweise gruppiren, und daſs jede hervortretende Eigenschaft der Reflexion an durchsichtigen Krystallen eine entsprechende Eigenschaft an den undurchsichtigen besitzt. Es ist also klar, daſs die einen und die anderen in einem Zusammenhang gleicher Art mit dem Doppelbrechvermögen der reflectirenden Materie stehen, und die in dieser Abhandlung auseinander gesetzten Erscheinungen werden sonach ein wahrhafter Beweis für diese Doppelbrechung in den wesentlich opaken Körpern.

Diese Analogien würden noch weit inniger seyn, wenn man, statt eines Körpers von mittlerer Brechbarkeit, wie der Kalkspath, sehr stark brechende durchsichtige Krystalle zur Beobachtung anwenden könnte. Unglücklicherweise sind die Krystalle der Art, die ich mir verschaffen konnte, unvollkommen und nicht zahlreich. Ich werde mich also mit einigen kurzen Angaben begnügen müssen.

Das *Quecksilberchlorür* (gerades Prisma mit quadratischer Basis) erhält man durch Sublimation in durchsichtigen Krystallen. Ist die Axe parallel oder winkelrecht zur Einfallsebene, so sind die Winkel des Polarisationsmaximums respective 69° 12′ und 62° 17′. Besonders im ersten Fall ist die Reflexion von schwachen Depolarisationsanzeigen begleitet. Ich fand das diesen Einfallswinkeln entsprechende Verhältniſs von $\frac{h}{k}$ gleich 0,057

und 0,015, aber man begreift, daſs diese Zahlen hier nur als bloſse Anzeigen gegeben sind.

Dasselbe Verhältniſs fand ich bei Incidenzen zwischen 33 und 34° gleich der Einheit. Bei senkrechter Incidenz ist es gleich 1,38.

Sieht man ab von den depolarisirenden Eigenschaften der Materie, so genügen diese Versuche zur Berechnung des ordentlichen und des auſserordentlichen Brechindexes mittelst der auf durchsichtige Krystalle anwendbaren Formeln, welche die Winkel der vollständigen Polarisation geben.

Man findet sonach

$$m = 1{,}904. \qquad m' = 2{,}508.$$

Ich habe die Brechindexe des Quecksilberchlorürs direct gemessen und für das Orangeroth gefunden $m = 1{,}969$ und $m' = 2{,}606$. Allein die ungeheure Dispersion dieser Substanz macht die Beobachtungen sehr unsicher, und einige Streifen, die sich beim Poliren dieser Substanz schwerlich vermeiden lassen, verlängern die Spectra noch durch Diffraction.

Wie dem auch sey: nimmt man die ersten Zahlen an, so findet man das Verhältniſs $\frac{h}{k}$ bei der Incidenz 33° 30′ gleich eins, und bei der senkrechten Incidenz gleich 1,381. Diese Resultate nähern sich sehr denen der directen Beobachtung; allein man darf ihnen deshalb keine groſse Wichtigkeit beilegen, weil die reflectirenden Flächen zu windschief waren, als daſs man eine groſse Genauigkeit erreichen konnte.

Beim *Zinnoxyd* (einem geraden Prisma mit quadratischer Basis) habe ich mit zur Axe paralleler und darauf winkelrechter Einfallsebene die Winkel der Polarisationsmaxima gleich 64° 19′ und 63° 4′ gefunden. Die Depolarisations-Erscheinungen sind kaum merklich. Der angewandte Krystall sah schwarz und opak aus. Dünne Bruchstücke zeigten sich rothbraun und vollkommen durchsichtig; ihre Flächen waren sehr unvollkommen.

Endlich habe ich mit *Eisenglanz* operirt. Obgleich diese Substanz fast die Farbe und den Glanz des Stahls hat, stelle ich sie doch unter die durchsichtigen Körper, weil sie das rothe Licht in dünnen Schüppchen durchläſst, freilich in sehr dünnen, deren Dicke aber doch unvergleichlich gröſser ist, als die, welche die Metalle für das Licht durchgänglich macht. Jedenfalls kann man den Eisenglanz als Uebergang von den durchsichtigen Krystallen zu den metallisch undurchsichtigen betrachten.

Mehre Fehlerquellen werfen einige Unsicherheit auf die folgenden Beobachtungen. Die Flächen, mit denen ich operirte, waren klein und nicht recht regelmäſsig. Die farbigen Bilder zeigten sich demnach bedeutend entstellt, und die Incidenzen waren schwierig genau zu bestimmen. Da verschiedene Exemplare des Eisenglanzes oft bedeutend an Farbe verschieden sind, so kann man sich leicht überzeugen, daſs, in den äuſsersten Fällen, dieser besondere Zustand ihrer Oberfläche einen offenbaren Einfluſs auf die Messungen hat.

Reflectirende Fläche	Neigung der reflectirend. Fläche zur Axe.	Winkel des Polarisationsmaximums.		
		In Luft.	In Wasser.	In Oel.
des primitiv. Rhomboëders	32° 30′	68° 14′	63° 20′	61° 27′
- Isosceloëders [1, $\bar{1}$, 3]	28 53	68 10	63 19	61 22
der Basis	90 0	72 17	67 56	65 48

Bei allen diesen in Luft, Wasser oder Oel getauchten Flächen bewirkt die Reflexion eine sehr merkliche Depolarisation, die aber wenig genau meſsbar ist, aus oben angegebenen Gründen, und weil sie durch die Wirkung einer ziemlich starken Dispersion complicirt wird.

Das Maximum der Depolarisation scheint der auf der Axe senkrechten Fläche anzugehören, und ich werde hier als einfache Beispiele (*indications*) die bei den Winkeln der Polarisationsmaxima an dieser Fläche bestimmten Werthe von $\frac{h}{k}$ geben:

In

	In Luft.	In Wasser.	In Oel.
$\frac{h}{k}$	0,1361	0,0834	0,0629.

Sieht man ab von den depolarisirenden Eigenschaften der Materie und betrachtet die Formeln, welche den Winkel der vollständigen Polarisation für durchsichtige Krystalle geben, hier als anwendbar, so erlauben die vorstehenden Beobachtungen den ordentlichen und auſserordentlichen Brechungsindex zu berechnen. Man findet hierdurch:

	Durch Reflexion.		
	In Luft.	In Wasser.	In Oel.
m	3,02	3,19	3,16
m'	2,40	2,81	2,83

Die letzteren Resultate sind ziemlich übereinstimmend, die ersteren weichen bedeutend davon ab; ich lasse es unentschieden, ob dieſs von den Eigenschaften der Substanz oder von Beobachtungsfehlern herrühre.

Folgerungen.

Ich glaube nun die Resultate dieser Arbeit kurz zusammenfassen zu müssen, dabei wiederholend, daſs ich mich mehr an Oculardemonstrationen, an sichtbaren Beweisen, als an Messungen und numerischen Bestimmungen gehalten habe.

I. Ich habe neue Wege zum Studium der geradlinigen und elliptischen Polarisation angegeben und sie angewandt:

1) auf die Eigenschaften des von nicht krystallisirten, sowohl durchsichtigen und verschiedentlich brechenden, als auch mit metallischer Undurchsichtigkeit begabten Körpern reflectirten Lichts;
2) auf die Eigenschaften des von krystallisirten, durchsichtigen Körpern von verschiedener Brechkraft reflectirten Lichts;

3) auf die Eigenschaften des von krystallisirten, mit metallischer Undurchsichtigkeit begabten Körpern reflectirten Lichts.

II. Ich habe gewisse besondere bisher vernachlässigte Fälle der Reflexion an Krystallen betrachtet und die vollkommene Uebereinstimmung der Formeln des Hrn. Neumann mit der Erfahrung nachgewiesen.

III. Endlich habe ich bewiesen, daſs alle Erscheinungen bei Reflexion an der Oberfläche von Körpern mit metallischer Undurchsichtigkeit genau analog sind (*sont exactement calqués*) den Erscheinungen der Reflexion an der Oberfläche krystallisirter, durchsichtiger Körper, und daſs diese Erscheinungen einen offenbaren Beweis von der Doppelbrechung in wesentlich undurchsichtigen Krystallen sind.

II. *Ueber das Phänomen des weiſsen Regenbogens; von Hrn. A. Bravais.*

(*Ann. de chim. et de phys., Ser. III., T. XXI., p.* 348. — Eine Notiz dieser Abhandl. findet sich schon in diesen Ann. Bd. 68, S. 35.)

Der weiſse Regenbogen ist ein weiſslicher Kreisbogen, der sich zuweilen, der Sonne gegenüber, in dickem Nebel zeigt, und dessen Radius von 33° bis 42° schwankt. Wenn die Dimensionen dieses Bogens diese letztere Gränze erreichen, ist man berechtigt, ihn für einen gewöhnlichen, nur schwachen Regenbogen zu halten; denn man weiſs, daſs dieser letztere Bogen ein kleiner Kreis von 42° Radius ist, und man kann, bis zu einem gewissen Punkt, die Abwesenheit der Farben der Schwäche des Lichtes zuschreiben. Allein wenn die Gröſse unseres

weiſsen Bogens mehre Grade unterhalb der Gränze bleibt, welche die Theorie von Descartes angiebt, so wird jene Erklärung offenbar unzulänglich und wir müssen die Ursache dieser sonderbaren Entartung aufsuchen.

Die älteste Erwähnung dieses Phänomens, meines Wissens, findet sich in den *Ephemerid Medico-Physicarum Germanicar. Acad. Naturae Curiosorum*, für d. J. 1684. Mentzelius berichtet daselbst, daſs er es zu dreien Malen 1676, Sept. 12, 1680, Sept. 22, und 1684, Sept. 27, immer kurz nach Sonnenaufgang und auf feuchten, den Boden bedeckenden Nebeln gesehen habe, *in vapores roscidos, nebulasque densas et crassas in nubes pluviales nondum concretas, desuper in terram detrusas.* Zahn sah es im Sept. 1687 sich bilden, bei Sonnenaufgang, auf feuchten Nebeln. Dechales erblickte es, zu Arles, auf wenig dichten Dünsten; es war nach auſsen von einem röthlichen Saum eingefaſst. Mariotte sah es drei Mal auf Nebeln entstehen; bei der einen, wie die vorhergehenden, im September gemachten Beobachtung war der Nebel etwa 80 Meter entfernt; die äuſsere Seite des Bogens war dunkler als das Innere, und seine scheinbare Breite etwa 1° 30′.

Bouguer beobachtete den weiſsen Regenbogen auf dem Gipfel des Pichincha und fand seinen Winkeldurchmesser gleich 67°. Zugleich sah Bouguer den Schatten seines Kopfs umgeben von irisirenden Ringen, an Farben analog den Mondhöfen. Diese unter dem Namen *Heiligenschein* (*Gloires, ombres frangés*) bekannten Ringe begleiten häufig den weiſsen Regenbogen; aber das Umgekehrte ist keineswegs wahr; der weiſse Regenbogen ist viel seltener als der *Heiligenschein.*

Scoresby scheint auf seinen langen Reisen im Norden das in Rede stehende Phänomen nur drei Mal beobachtet zu haben. Am 1. Juni 1817 sah er auf einer sehr niedrigen Wolke einen dem Regenbogen analogen Bogen, welcher Farben zeigte, aber viel blässere und ver-

waschenere. Nach den Elementen der Beobachtung finde ich 41° 45′ für den Radius dieses Bogens; es war also ein gewöhnlicher Regenbogen. Ein andermal, im Jahre 1820, erblickte er einen ähnlichen Bogen, welcher eine auf dem Nebel gebildete Glorie umgab. Der Bogen zeigte die Farben des Spectrums, aber sehr schwach; ein zweiter Bogen, gleichfalls sehr schwach, aber von beträchtlicherem Durchmesser, umgab ihn; es war vermuthlich der zweite Regenbogen. Endlich am 23. Juli 1821 sah derselbe Seefahrer wiederum unsern Bogen, vollkommen grau, aber eine sehr lebhafte Glorie umgebend. Der Radius des mittleren Theils dieses Bogens betrug 38° 50′ und er war mehr als 4° breit.

Hr. Stokes beobachtete eine ähnliche Erscheinung im Juli 1825 auf den Bergen in der Nähe von Dublin; sie zeigte sich auf einem dichten Nebel, von welchem der Beobachter umgeben war. Hr. Stokes giebt diesem Bogen einen Radius von 40° und eine Breite von 5°. Auf die Sonnenscheibe projicirt gesehen, bildet der Nebel um dieſs Gestirn eine helle Aureole. Hinter dem Bogen nahm man Gegenstände auf der Erde in 20 Meter Entfernung wahr. Gegen Ende des Schauspiels nahm der Bogen auf Seite der Sonne eine bläuliche Tinte an.

Hr. Forbes, welcher ihn auf dem Jura gesehen, giebt Messungen, aus welchen ein Winkel von 38° 45′ für den Radius dieses Bogens hervorgeht.

Hr. Elie de Beaumont hat ihn zwei Mal gesehen, am 4. Oct. 1837 in Böhmen und am 1. Aug. 1838 bei *Vézelise* (Meurthe). Diese beiden Beobachtungen geben 37° 30′ und 36° 55′ für den Radius des Bogens.

Am 24. Juli 1838 sah ich den weiſsen Bogen in der Bucht Bell-Sound (Spitzbergen), sein Radius hielt 35°. Die Nebelschicht, auf welcher der Bogen erschien, hatte nur eine Dicke von 8 bis 10 Meter. Von der Höhe des Mastes, aber nur von dort herab, sah man ihn auf allen Seiten eine lebhafte Glorie umgeben, wahrscheinlich weil

die, für den also gestellten Beobachter dickere, Nebelschicht der Glorie eine hinlängliche Lichtſtärke gab. Dieselbe Bemerkung hatte Scoresby in der schon erwähnten Beobachtung vom 23. Juli 1821 gemacht.

Seitdem sah ich den weiſsen Bogen bei zwei verschiedenen Gelegenheiten: am 8. Sept. 1839 auf meiner Reise durch *Lappland*, ohne daſs es mir damals möglich war, ihn zu messen, und am 5. Aug. 1841 auf dem Gipfel des *Faulhorns*; dieſsmal gab mir das Mittel aus fünf mit dem Theodolith gemachten Messungen 39° 5'. Eine schwach röthliche Farbe schien den weiſsen Bogen auswärts zu umsäumen; diese Erscheinung war schwach, aber anhaltend. In beiden Fällen hatte die erzeugende Wolke eine geringe Entfernung von meinem Auge, nur 20 bis 30 Meter.

Hr. Kämtz, dessen Name so oft unter den Beobachtern meteorologischer Phänomene vorkommt, hat den weiſsen Regenbogen zwei Mal auf dem Gipfel des *Faulhorns* gesehen. Am 22. Aug. 1833 erhielt er 37° 27' für dessen Radius; am 9. Sept. fand er etwa 41°. Dieſsmal war der innere Rand des Bogens von blauer, und der äuſsere von röthlicher Farbe. Dieser Umstand, so wie die scheinbare Gröſse des Durchmessers, setzen diesen Bogen in die Kategorie der gewöhnlichen Regenbogen.

Endlich sah ich in dem Bericht von der Reise der Fregatte *La Vénus*, daſs Hr. Tessan ihn drei Mal wahrgenommen hat, gebildet in nicht sehr hohen Nebeln auf dem Meer; allein die Winkeldimensionen des Bogens sind nicht angegeben.

Schlieſsen wir aus vorstehender Aufzählung, daſs der weiſse Bogen ein seltenes Phänomen ist, welches sich nur auf niedrigen Nebeln zeigt, kurz nach Sonnenaufgang, hauptsächlich in den Monaten September und October, und daſs seine Existenz, als ein vom gewöhnlichen Regenbogen verschiedenes Phänomen, als wohl erwiesen betrachtet werden muſs.

Kaum daſs man dieses sonderbare Meteor zu erklären versucht hat. Im Artikel *Regenbogen* des neuen *Gehler'schen Wörterbuchs* fragt Brandes, ob es nicht ein in Eiskügelchen gebildeter Regenbogen sey; allein er folgert sogleich aus dem von Brewster gegebenen Werth für den Brechindex des Eises, daſs diese Ansicht nicht haltbar sey. Ich hatte neuerlich Gelegenheit, diesen Index zu messen, dessen Bestimmung mir einige Unsicherheit darzubieten schien, und ich fand für die gelben Strahlen des Spectrums [1]):

$$l = 1{,}3095.$$

Daraus ergiebt sich leicht [2]), für die gelbe Zone eines in Eiskügelchen gebildeten Regenbogens, ein Radius von:

$$45^{\circ}\ 37',$$

also kann diese Ansicht nicht richtig seyn.

Hr. Kämtz betrachtet diesen Bogen als einen gewöhnlichen Regenbogen, gebildet in Tröpfchen; er schreibt die in der Gröſse des Radius beobachteten Unterschiede Beobachtungsfehlern zu. Er stützt seine Meinung auf die Beobachtung von Bouguer, auf die von Scoresby und auf seine eigenen. Allein man sieht aus der früheren Aufzählung, daſs, wenn man eine beträchtlichere Zahl von Beobachtungen vereinigt, beständig Unterschiede in demselben Sinne angetroffen werden. Dieſs geht aus folgender Aufstellung einleuchtend hervor:

Radius des weiſsen Bogens	= 33° 30′	. . .	Bouguer,
- - - -	= 35 0	. . .	Bravais,
- - - -	= 36 55	. . .	Elie de Beaumont,
- - - -	= 37 27	. . .	Kämtz,
- - - -	= 37 30	. . .	Elie de Beaumont,
- - - -	= 38 45	. . .	Forbes,

1) Siehe den folgenden Aufsatz *über den Refractions- und Dispersionsindex des Eises*, S. 576.

2) Mittelst der Formel:

$$l^2 \sin \tfrac{1}{2} R = \left(\frac{4 - l^2}{3}\right)^{\frac{3}{2}},$$

welche man Hrn. Babinet verdankt.

Radius des weiſsen Bogens	= 38° 50′	....	Scoresby,
- - - -	= 39 5	....	Bravais,
- - - -	= 40 0?	...	Stokes,
- - - -	= 41 0	....	Kämtz,
- - - -	= 41 45	....	Scoresby,
- - Regenbogens	= 41 38	....	(gelbes Licht).

Hr. Kämtz scheint die Abwesenheit der Farben von der Schwäche der Helligkeit des Bogens abzuleiten. Gewiſs ist freilich, daſs die Schwäche des Lichts die Farben auszulöschen strebt; aber unglücklicherweise erklärt die Theorie nicht, wie die Lichtstärke bis zu diesem Punkt von den Dimensionen der Wassertröpfchen abhängen könne. Zwar muſs, bei numerischer Gleichheit der Tröpfchen in einem bestimmten Raum und bei gegebenem Abstand des Beobachters von der Wolke, der Glanz wachsen wie das Quadrat des Durchmessers der Kügelchen; allein man muſs auch die Gesammtzahl der Kügelchen in Rechnung ziehen, und diese Zahl ist im Allgemeinen desto gröſser, je kleiner der Durchmesser ist. Ebenso hat die Dicke der Nebelschicht Einfluſs. Ist diese Dicke hinlänglich, so wiegt diese Bedingung den Effect der kleineren Durchmesser der Tröpfchen auf. Mithin sind die Schwäche und die beständige Weiſse des Lichts dieses Nebelbogens nicht vollständig erklärt.

Im 6ten Bande der *Cambridge Transactions* findet sich eine Abhandlung von Hrn. Potter über den Regenbogen. Dieser Physiker glaubt, daſs, wenn der Durchmesser der Tropfen klein ist, die Curve der Lichtintensitäten in den Streifen des gewöhnlichen Regenbogens und seiner inneren Zonen nicht so rasch mit dem Radius der Zone abnehme, wie man gewöhnlich glaubt, daſs sonach das Roth des Bogens sich weit in die innere Fläche des Regenbogens erstrecken könnte, und es sich ebenso mit den übrigen Farben verhielte, welche, indem sie sich mit den wenig verschiedenen Intensitäten überdeckten, weiſses Licht wieder herzustellen suchten. Allein man muſs bemerken, daſs diese Ansicht den schwachen Glanz

des weiſsen Regenbogens nicht erklärt, und überdieſs sieht man nach ihr nicht ein, weshalb die Farben des weniger brechbaren Theiles vom Spectrum, nämlich das Roth, Orange und Gelb, so vollständig verschwinden.

Ich will nun die Erklärung entwickeln, welche ich neuerlich von diesem Meteor im Hefte XXX des *Journal de l'école polytechnique* gegeben habe.

Mit allen Meteorologen nehme ich an, daſs flüssiges Wasser in zwei verschiedenen Zuständen in der Atmosphäre existiren kann: 1) unter der Form von hohlen Bläschen mit sehr dünnen Wänden, und 2) als volle Kügelchen. Es ist nämlich nicht zweifelhaft, daſs die nicht hohen Wolken, die Cumuli, welche in atmosphärischen Schichten schweben, deren Temperatur über Null ist, Wasser im Bläschenzustand enthalten. Denn diese Wolken geben niemals zu einem Regenbogen Anlaſs, und überdieſs, wenn sie vor der Sonnenscheibe vorübergehen, schwächen sie allmälig deren Licht und löschen es endlich ganz aus, ohne die Schärfe ihres Umrisses zu verletzen; dieſs könnte nicht mit vollen Tröpfchen geschehen, weil sie die Sonnenstrahlen zerstreuen würden. Ebenso ist gewiſs, daſs das Wasser, welches als Regen fällt, die Form von vollen oder wenigstens in der Mitte nur wenig hohlen Tröpfchen besitzt.

Es ist demnach sehr natürlich, einen gewissen intermediären Zustand anzunehmen, in welchem der Radius des Bläschens von gleicher Ordnung wie die Dicke der flüssigen Schicht sey.

Betrachten wir demnach einen Tropfen, bei welchem der Radius des centralen Luftbläschens $= r$, und der Radius des äuſseren Kügelchens $= R$ sey, so daſs $R - r$ die Dicke der flüssigen Schicht vorstellt, und nehmen wir an, diese Tropfen wachsen allmälig, indem sich atmosphärischer Dampf auf ihre äuſsere Oberfläche niederschlage. Ist der Radius R hinlänglich groſs geworden gegen r, der als unverändert betrachtet seyn mag, so

wird der flüssige Tropfen geeignet, den wirksamen Strahlen, welche den gewöhnlichen Regenbogen erzeugen, Durchgang zu verstatten; allein ehe er diese Gränze erreicht, muſs er durch einen intermediären Zustand gehen, in welchem er den weiſsen Regenbogen veranlaſst.

Gesetzt im Innern des Tropfens bewege sich ein Lichtstrahl, der von einem Punkt der äuſseren Oberfläche ausgehe und in diesem Punkt einen Winkel ϱ mit der Normale der Oberfläche bilde. Damit dieser Strahl von einem ursprünglich auſserhalb des Tropfens befindlichen Lichtstrahl herrühren könne, muſs man haben $\varrho > 0°$ und $\varrho < arc.\,sin\,\frac{1}{l}$, und wenn man $l = 1,336$ macht, wird diese letztere Bedingung: $\varrho < 48°\ 28'$.

Damit andrerseits dieser Strahl nicht das innere Bläschen treffe, welches seine Bahn ändern würde, damit er das Tröpfchen durchdringe, *wie wenn dieses voll wäre*, muſs man haben, $\varrho > arc.\,sin\,\frac{r}{R}$, $\varrho < 90°$, oder $\frac{R}{r} = \mu$ gesetzt, $\varrho > arc.\,sin\,\frac{1}{\mu}$, $\varrho < 90°$. Der Gesammtheit dieser Bedingungen kann nur genügt werden, wenn man hat $arc.\,sin\,\frac{1}{\mu} > arc.\,sin\,\frac{1}{l}$. Sobald aber die allmälige Vergröſserung von R zu schreiben erlaubt $\mu = l$ oder $\mu > l$, kann der Strahl den Tropfen durchdringen, und nach zwei Refractionen und einer Reflexion zu demselben hinaustreten, wie wenn der Tropfen voll Wasser wäre.

Nennen wir μ_0 den Werth $\mu = l = 1,336$, und sey δ_0 das Supplement der Ablenkung des entsprechenden ausfahrenden Strahls, so wird dieser Strahl, bei seinem Austritt, einen kleinen Kreis der Himmelskugel beleuchten, der den diametral der Sonne gegenüberstehenden Punkt zum Pol hat und vom Radius δ_0 ist. Die Rechnung ergiebt für δ_0 den Werth 13° 52'.

Sey nun $\mu > l$. Alle Strahlen, für welche der Re-

fractionswinkel den Bedingungen $\varrho > arc.\,sin\,\frac{1}{\mu}$ und $\varrho < arc.\,sin\,\frac{1}{l}$ genügt, werden den Tropfen durchdringen können; und ist ϱ das Supplement der Ablenkung, die $\varrho = arc.\,sin\,\frac{1}{\mu}$ entspricht [1]), so werden alle diese durchgänglichen Strahlen eine Zone beleuchten, die den diametral der Sonne gegenüberliegenden Punkt zum Pol, den Winkel δ_0 zum inneren, und den Winkel δ zum äuſseren Durchmesser hat.

In dem Maaſse als μ fortwährend wächst, senkt sich die untere Gränze der durchgänglichen Strahlen; und endlich stellt sich die den gewöhnlichen Regenbogen erzeugende Bedingung des Ablenkungsminimums ein, sobald man hat:

$$\frac{1}{\mu} = \sqrt{\frac{4 - l^2}{3\,l^2}}, \quad \text{d. h. } \mu = 1{,}555.$$

Nennen wir $\mu_{\prime}$ diese zweite Gränze, sie entspricht dem Werthe $\delta_{\prime} = 41^{\circ}\ 38'$, dem Radius des gewöhnlichen Regenbogens.

Dieſs gesetzt, betrachten wir eine Wolke bestehend aus hohlen Tröpfchen, die einander ähnlich und so beschaffen sind, daſs habe $\mu > \mu_0$ und $\mu < \mu_{\prime}$. Die Beleuchtung, welche eine solche Wolke an der der Sonne gegenüberstehenden Himmelsgegend bewirkt, wird ausgebreitet seyn auf eine Zone vom inneren Durchmesser $\delta_0 = 13^{\circ}\ 52'$ und vom äuſseren Durchmesser gleich δ. Die Helligkeit wird in den successiven Ringen dieser Zone wachsen nach einem Gesetz, das man ausdrücken kann durch eine Curve, welche sich sehr der Gestalt einer Hyperbel nähert, von deren Asymptoten die eine der Abscissenaxe und die andere der Ordinatenaxe parallel

1) Man berechnet δ nach der bekannten Formel:

$$\delta = 4\ arc.\,sin\,\frac{1}{\mu} - 2\ arc.\,sin\,\frac{l}{\mu}.$$

ist. Das Maximum der Helligkeit gehört dem äuſseren Theil der Zone an.

Bei Berechnung des Glanzes der verschiedenen Theile dieser Zone muſs man das von den vier Oberflächen des Tropfens reflectirte Licht beachten, da sich dieses mit dem durch zweifache Brechung und einfache Reflexion durchgelassenen Licht überdeckt. Ich habe gefunden, daſs die Gesammtheit dieses reflectirten Lichts der Atmosphäre eine Helligkeit giebt, deren Verhältniſs zur Helligkeit der Sonnenscheibe, bei Einheit der scheinbaren Fläche, durch die Formel:

$$\tfrac{1}{2} K \sin^2 \tfrac{1}{2} \Delta \,.\, 0{,}0257,$$

vorgestellt werden kann, wo Δ der scheinbare Sonnendurchmesser und K ein von Wolke zu Wolke veränderlicher Coëfficient, welcher von der Dicke der Wolke abhängt, so wie von dem Verhältniſs zwischen dem Durchmesser der Kügelchen und der mittleren Gröſse der sie trennenden Zwischenräume. Dieser Factor ist gleich eins, wenn die Anzahl der zum Phänomene beitragenden Tropfen, aufgefangen in einem Sector, der seinen Scheitel im Auge hat und, auf der Kugel vom Radius eins, eine der Einheit gleiche scheinbare Fläche umfaſst, gleich ist dem Quotienten der Einheit durch die scheinbare Oberfläche eines Tropfens. Für eine auf dem *Maximum der Condensation* befindliche Wolke kann dieser Factor sechs bis sieben Mal gröſser als die Einheit werden. Bei einer lockeren und nicht dicken Wolke kann dagegen dieser Factor viel kleiner als die Einheit werden.

Die Beleuchtung, herrührend von der auf dem anderen Wege durchgelassenen Lichtportion, wird seyn:

$$\tfrac{1}{2} K \sin^2 \tfrac{1}{2} \Delta \,.\, \varepsilon,$$

wo ε eine Function der Ablenkung δ ist und mit ihr wächst.

Folgende Tafel giebt die den gelben Strahlen des Spectrums entsprechenden Werthe der Gröſsen μ, δ, ε.

μ.	δ.	ε.	μ.	δ.	ε.
1,336	13° 52′	0,000	1,45	40° 9′	0,196
1,34	21 55	0,031	1,46	40 29	0,216
1,35	27 41	0,054	1,47	40 46	0,243
1,36	30 53	0,073	1,48	40 58	0,279
1,37	33 6	0,088	1,49	41 11	0,328
1,38	34 46	0,102	1,50	41 20	0,397
1,39	36 4	0,114	1,51	41 26	0,481
1,40	37 7	0,126	1,52	41 32	0,632
1,41	37 58	0,138	1,53	41 35	
1,42	38 40	0,151	1,54	41 37	
1,43	39 16	0,164	1,55	41 38	
1,44	39 45	0,179	1,555	41 38	

Wäre die Gröſse μ streng dieselbe für alle Tropfen einer Wolke, so würde der weiſse Regenbogen an seinem äuſseren Rande scharf begränzt seyn, fast wie der gewöhnliche Regenbogen. Allein dem ist nicht also. Das Verhältniſs μ wird im Allgemeinen einen mittleren Werth M haben, von welchem es sich, von einem Tropfen zum anderen, entweder in *plus* oder *minus* entfernt. Es ist leicht zu sehen, daſs wenn man den Radius D der $\mu = M$ entsprechenden Zone berechnet, der Nebelbogen nicht plötzlich mit dem Kreise vom Radius D enden wird, weil alle Tropfen, für welche μ gröſser als M ist, Licht an Zonen geben, deren Abstand vom Mittelpunkt des Bogens gröſser als D ist.

Sey allgemein $F(\mu)$ die Anzahl der Tropfen, für welche das Verhältniſs $\frac{R}{r}$ gröſser ist als ein gegebener Werth von μ, dabei die Gesammtzahl der Tropfen der Wolke zur Einheit genommen, und sey δ die diesem selben Werthe von μ entsprechende Ablenkung, so erhellt, daſs der Kreis vom Radius δ bloſs durch den Bruch $F(\mu)$ beleuchtet seyn wird, während der andere Bruch $1 - F(\mu)$ zur Beleuchtung dieses Kreises unwirksam ist. Setzt man als $\varepsilon = \varphi(\mu)$, so wird, abgesehen von dem constanten Gliede $\frac{1}{2} K \sin^2 \frac{1}{2} \varDelta \,.\, 0{,}0257$, die entsprechende Beleuchtung gleich seyn:

$$\tfrac{1}{2} K \sin^2 \tfrac{1}{2} \varDelta \, F(\mu) \, \varphi(\mu).$$

Von den beiden Functionen $F(\mu)$, $\varphi(\mu)$ nimmt die erste ab, und die zweite zu, in dem Maaſse als μ wächst. Der Ort des Maximums der Helligkeit hängt also von der Form der Function $F(\mu)$ ab, d. h. von der relativen Frequenz der verschiedenen Verhältnisse der beiden Strahlen eines jeden Tropfens. Dieser Umstand erklärt die Veränderlichkeit des Radius und der scheinbaren Breite des weiſsen Regenbogens.

Es bleibt mir zu zeigen, wie die vorstehende Theorie alle Umstände des Phänomens erkläre.

Zunächst wenn der herrschende Werth von μ gleich 1,37 oder 1,38 ist, liegt das Maximum der Helligkeit des Bogens bei 33 oder 34° vom Centrum, und man erhält das von Bouguer gesehene Phänomen, d. h. einen Bogen von kleinem Radius. Zwei Gründe hindern, daſs man in der Natur weiſse Regenbögen von kleinerem Durchmesser als 33° beobachtet: der erste ist die Schwäche des Lichts bei so kleinen Werthen von δ; der zweite liegt in der sehr beträchtlichen Aenderung, welche dann der Winkel δ bei sehr kleinen Aenderungen von μ erfährt, wie die Tafel S. 572 zeigt. Eine Aenderung von einem einzigen Hundertel in μ verschiebt das Maximum der Helligkeit um mehre Grade. Der dann sehr breite und sehr verwaschene weiſse Bogen muſs der Aufmerksamkeit des Beobachters entgehen.

Dagegen strebt die Erscheinung sich allmälig abzuändern und in die Form des gewöhnlichen Regenbogens überzugehen, so wie μ zunimmt. Sobald μ z. B. gleich 1,44 wird, beginnt die Irisirung des äuſseren Randes, und es zeigt sich an diesem Rande ein rother Saum (beobachtet von Dechales, und von mir auf dem Faulhorn). Wenn der herrschende Werth von μ sich 1,50 nähert, ist diese Irisirung noch hervorstechender; man erhält die von Hrn. Kämtz am 9. Sept. 1833 und von Hrn. Scoresby am 1. Jan. 1817 gesehenen Erscheinungen. In dieselbe Kategorie muſs man den am 27. Febr. 1837 bei einer Son-

nenhöhe von 60° von Hrn. Tessan gesehenen Nebelbogen (*arc-eu-ciel de brume*) stellen. Die Farben waren nicht deutlich und das Ganze zeigte eine schmutziggelbe Farbe; der Radius des Bogens betrug 42°. Wahrscheinlich waren bei einer geringen Zahl von Tropfen in diesem Nebel die Werthe von μ gleich oder gröſser als 1,55, und die übrigen Tropfen hatten kleinere Werthe von μ. Die Undeutlichkeit der Farben findet sich durch diese Hypothese erklärt. Ich habe übrigens in meiner Abhandlung gezeigt [1]), weshalb es die rothen und gelben Farben sind, die zuerst erscheinen, sobald sich μ der zweiten Gränze 1,555 nähert. Wenn endlich alle Tropfen der Bedingung $\mu > 1{,}555$ genügen, wird der weiſse Bogen durch den gewöhnlichen Regenbogen ersetzt.

Die Umstände, welche zu den, den weiſsen Bogen erzeugenden Nebeln Anlaſs geben, scheinen mir im Allgemeinen die folgenden zu seyn. Denken wir uns einen Nebel, der sich bei Nacht über einen feuchten Boden bildet. Durch die Condensation, vermöge der Erkaltung bei Nacht und am Morgen, kurz nach Sonnenaufgang, werden die Bläschen, von anfangs sehr dünner Wandung, wachsen und somit die zur Hervorbringung unseres Meteors erforderliche Beschaffenheit erlangen können. Diese besteht nämlich, wie wir gesehen, in der Stunde, in welcher es am häufigsten gesehen wird. Später dagegen bewirkt die Sonne durch Erwärmung eine Verdampfung der Tropfen; die Wolke strebt sich aufzulösen oder wenigstens aus ihren anfänglichen Zuständen der Wirksamkeit herauszutreten. Fährt dagegen die Verdichtung fort, so nehmen die Bläschen an Gewicht zu und fallen endlich zu Boden.

Man hat bemerkt, daſs der weiſse Bogen sich fast immer auf einer von dem Beobachter wenig entfernten Wolke bildet. Dieſs scheint davon herzurühren, daſs die Umstände, welche seine Bildung bedingen, ihrer Natur

1) *Journ. de l'Ecole Polytechnique*, *T. XVIII*, *p.* 113.

nach wesentlich zufällig und vorübergehend sind, daſs sie sich dennoch nicht zugleich in der Gesammtheit einer sehr ausgedehnten Wolke verwirklichen, sondern nur in beschränkten Stücken derselben. Steht also der Beobachter in groſser Ferne, so wird ein weiſser Bogen, der schwach und von geringer Amplitude ist, unbemerkt bleiben; wogegen der Beobachter, wenn er näher ist, einen groſsen Theil des Bogens sehen und dessen regelmäſsige Krümmung erkennen wird.

Der weiſse Bogen wird oft von dem Meteor der buntgesäumten Schatten (*ombres frangées*) begleitet. Bekanntlich bilden sich diese Schatten auf Wolken, die aus Kügelchen von nahe gleichen (äuſseren) Durchmessern entstehen. Nimmt man an, diese Kügelchen seyen hohl, so wird die Gleichheit der innern Durchmesser die Folge von der der äuſseren seyn, und die Beständigkeit des Verhältnisses dieser Durchmesser wird die Bildung des weiſsen Bogens bedingen, vorausgesetzt jedoch, dieſs Verhältniſs falle zwischen die erforderlichen Gränzen 1,37 und 1,50.

Mithin muſs der weiſse Bogen seltener seyn als die buntgesäumten Schatten, und dieſs bestätigt die Erfahrung.

Endlich erhellt aus der vorstehenden Theorie, daſs der weiſse Bogen nicht die Fransen zeigen kann, welche unter dem Namen der *überzähligen Bogen* bekannt sind. Das Daseyn dieser Fransen schon zeigt, daſs für weit unter 41° 38′ liegende Werthe von δ das ausfahrende Licht noch unter sehr hinreichenden Bedingungen von Wirksamkeit befindlich ist. Der Grund des Ausbleibens der Fransen am inneren Rande des weiſsen Bogens ist leicht anzugeben. Die Interferenz kann nur eintreten, sobald zwei verschiedene Bündel von Lichtstrahlen sich durchdringen und wechselseitig schneiden. Hier aber wird eins der beiden Bündel, dasjenige von Strahlen, deren Incidenz geringer ist als die dem Ablenkungsminimum entsprechende, vollständig unterdrückt durch die störende

Wirkung der Oberfläche der inneren Kugel. Diese Angaben der Theorie werden bei Prüfung der beobachteten Thatsachen vollständig bestätigt.

Um der vorstehenden Erklärung ihren letzten Grad von Sicherheit zu geben, bleibt nur durch *Erfahrung* zu beweisen, daſs volle Tropfen, *wie klein auch ihr Durchmesser seyn möge*, nicht solche weiſse Bogen erzeugen können, wie uns hier beschäftigten. Es wäre auch zweckmäſsig, zu erklären, weshalb man nicht den weiſsen Bogen der Bildung eines gewöhnlichen Regenbogens vorangehen sieht im Moment, wo eine Wolke aus Bläschendampf sich in Regen auflöst. Ich schlieſse also damit, die Aufmerksamkeit der Personen, die sich für Naturerscheinungen interessiren, auf diesen letzten Punkt hinzulenken.

III. *Ueber den Refractions- und Dispersionsindex des Eises; von Hrn. A. Bravais.*

(*Ann. de chim. et de phys., Ser. III, T. XXI, p.* 361.)

Um den Refractionsindex des Eises zu messen, fügte ich zwei rechteckige Glasplatten unter einem Winkel von etwa 70° zusammen, so daſs sie ein dreiseitiges hohles Prisma bildeten, dessen dritte Seite offen blieb. Dieſs System wurde auf der horizontalen Drehaxe eines Wollaston'schen Goniometers befestigt, und zwar mit allen nöthigen Vorsichtsmaaſsregeln, damit die Kante des Prismas dieser Axe parallel war.

Das Goniometer wurde dann einige Centimeter entfernt von dem Objectiv des Fernrohrs eines Gambey'schen Theodolithen aufgestellt. Wenn bei dieser Stellung eine Flüssigkeit, wie Wasser, in das Prisma gegossen war, konnte man mit dem hinreichend geneigten Fernrohr das Bild

Bild einer etwa 24 Meter entfernten horizontalen hellen Spalte, vermöge Refraction durch das Prisma, wahrnehmen. Bei Ersetzung der Flüssigkeit durch ein Eisprisma, konnte man ebenso das Spectrum des Eises studiren, das Ablenkungsminimum seiner verschiedenen Theile messen und daraus den Refractionsindex der verschiedenen Farben herleiten.

In der jetzt für das 31ste Heft des *Journ. de l'école polytechnique* gedruckten Abhandlung über die Halonen findet man die Vorsichtsmaaſsregeln angegeben, die zu nehmen sind, um diese Operation gut auszuführen. Die Art der Befestigung des Prismas an der Axe des Goniometers hat mir erlaubt, den Kantenwinkel desselben genau so zu messen, wie bei einem Krystall. Dieser Winkel betrug 73° 38′, und gab, durch das Eis hin, dem Spectrum einer Lampenflamme eine Amplitude von 1° 15′. Wegen des beständig bedeckten Himmels während meiner Versuche war es mir nicht möglich, Sonnenlicht anzuwenden.

Ich habe zwei Reihen von Beobachtungen gemacht. Gegen Ende der ersten Reihe bemerkte ich, daſs das Daseyn von Blasen und Streifen in dem Eise das äuſserste Roth, so wie die Gränze zwischen Roth und Orange, von der Mitte des Spectrums entfernte. Daraus entstanden Unterschiede in den verschiedenen Ablesungen, je nachdem das in der Bahn der Strahlen gelegene Eis zufällig mehr oder weniger homogen war. Bei der zweiten Reihe war ich viel achtsamer auf die Entfernung dieser Fehlerquelle, so daſs sie ein gröſseres Zutrauen verdient.

Die von mir erhaltenen Resultate waren folgende:

	Erste Reihe.	Zweite Reihe.
Aeuſserstes Roth	1,3027	1,3059
Gränze von Roth und Orange .	1,3069	1,3088
- - Orange und Gelb .	1,3083	1,3094
- - Gelb und Grün . .	1,3102	1,3097

	Erste Reihe.	Zweite Reihe.
Gränze von Grün und Blau . . .	1,3123	1,3144
- - Blau und Violett .	1,3164	1,3160
Aeuſserstes Violett		1,3172

Daraus schlieſse ich:

Rothe Strahlen, Mitte	1,3070
Orange - -	1,3085
Gelbe - -	1,3095
Grüne - -	1,3115
Blaue - -	1,3150
Violette - -	1,3170

Ich glaube, man kann bis auf 0,001 für den Werth dieser Zahlen einstehen, und diese Genauigkeit ist hinreichend für die Theorie der optischen Erscheinungen, die durch die in der Atmosphäre schwebenden Eiskrystalle erzeugt werden können.

Da das Eis während meiner Versuche in Schmelzung kam, so muſste ich mich versichern, daſs sich nicht ein Wasserprisma zwischen dem Eisstück und den Glasplatten bildete. Aus der Abhandlung, auf welche ich verwiesen habe, kann man übrigens ersehen, daſs die Einschaltung eines Wasserprisma von 1° in der Kante keinen Fehler von 0,0004 in dem berechneten Index erzeugt haben würde.

Zur Prüfung meines Verfahrens maſs ich mit demselben Licht den Refractionsindex des reinen Wassers für verschiedene Farben, und erhielt:

für das Roth	1,3313	bis	1,3332
- - Orange	1,3332	-	1,3334
- - Gelb	1,3334	-	1,3345
- - Grün	1,3345	-	1,3379
- - Blau	1,3379	-	1,3395
- - Violett	1,3395	-	1,3425

Diese Zahlen stimmen beim Orange und beim Gelb mit denen von Fraunhofer überein, geben indeſs dem reinen Wasser einen geringeren Dispersionscoëfficienten als der berühmte Münchener Physiker erhalten hat.

IV. *Ueber die Theorie der elastischen Flüssigkeiten und die latente Wärme der Dämpfe;* *von Hrn.* ***Pouillet.***

(*Compt. rend. T. XXIV, p.* 915.)

§. I.

1. Das Buch XII. der *Mécanique céleste* enthält eine allgemeine Theorie der elastischen Flüssigkeiten, die alleinig auf den Anziehungsgesetzen der Kugeln und einigen ursprünglich den Wärmeelementen beigelegten Eigenschaften beruht; es ist zugleich eine der letzten und der schönsten Arbeiten von Laplace. Er hatte die Genugthuung, seine Theorie in merkwürdiger Weise bestätigt zu sehen, einerseits durch die von ihm selbst zu dem Ende vorgeschlagenen Versuche über die Geschwindigkeit des Schalls, und andererseits durch einige Versuche über die Wärmeentwicklung, die jedoch, wie sie es nicht anders seyn konnten, in Temperatur und Druck auf ziemlich enge Gränzen beschränkt waren.

Diese Theorie ist zu wichtig, sowohl durch die ihr zum Grunde liegenden Principien, wie durch die implicite von ihr umfaſsten allgemeinen Gesetze, als daſs nicht die Physiker versuchen sollten, sie vielfältigeren und entscheidenderen Proben zu unterwerfen. Es muſs die Erfahrung sich aussprechen, nicht über ihren mathematischen Werth, der unantastbar bleibt, sondern über ihren physikalischen Werth, welchen wir so lange für zweifelhaft halten dürfen, als noch nicht bewiesen worden, daſs sie ein getreuer Ausdruck der Thatsachen ist.

Wir wissen gegenwärtig, daſs das Mariotte'sche Gesetz, das Gesetz der gleichen Ausdehnung und das der Beständigkeit des Ausdehnungscoëfficienten weniger strenge richtig sind, als man es vordem glaubte. Allein die bis jetzt beobachteten Abweichungen treffen nicht das We-

sentliche in der Theorie der Flüssigkeiten; es kann nur ein Grund seyn, die Folgerungen näher zu studiren und mit gröſserem Vorbehalt anzunehmen.

Bei diesem Zustand der Dinge schien es mir Interesse zu haben, diese Theorie wieder aufzunehmen und die Gesammtheit der Resultate zu erörtern, zu welchen sie bei Anwendung auf die Dämpfe führt. Ueberdieſs hatte ich zu diesen Untersuchungen einen besonderen Grund. Seit lange in Gemeinschaft des Hrn. Péligot beschäftigt mit Versuchen über die gasigen Producte der Verpuffung verschiedener Pulverarten und die Wirkungen derselben, ward es für mich nothwendig zu ermitteln, welchen Gebrauch man von den theoretischen Formeln machen dürfe, wenn es sich um diese äuſsersten Gränzen der Temperatur und des Druckes handelt.

Laplace hat sich begnügt in wenig Worten anzudeuten, wie die Formel, welche die Wärmemenge eines Gases in Function der Temperatur, des Drucks und des Coëfficienten der Wärmecapacität ausdrückt, sich auch auf den Wasserdampf anwenden lasse. Poisson, nachdem er diesen Ausdruck durch eine andere Methode gefunden und ihm eine andere Form gegeben hatte, glaubte später den Coëfficienten der Wärmecapacität durch eine eigenthümliche Betrachtung bestimmen zu können. Mit einigen Physikern nahm er an, daſs ein Kilogramm Wasserdampf, bei jeder Temperatur und beim Maximum der Spannung, immer dieselbe Wärmemenge enthalte. Das Resultat, zu welchem er auf diesem Wege gelangte, konnte nicht genau seyn, auch erkannte er selbst, daſs die Hypothese nicht mit den beobachteten Thatsachen übereinstimme.

Ich habe nicht erfahren, daſs die Aufgabe weiter behandelt worden sey. Folgendes sind die Hauptresultate, zu denen ich gelangt bin.

1) Nimmt man einen der Factoren der allgemeinen Formel zur Bedingungsgleichung und setzt darin die durch

Versuche gegebenen Temperaturen und Spannungsmaxima, so ergiebt sich, daſs die daraus hergeleiteten Werthe des Capacitätscoëfficienten mit der Temperatur wachsen, und es ist leicht zu erweisen, daſs der wahre Werth dieses Coëfficienten entweder kleiner als der kleinste dieser Werthe, oder gröſser als der gröſste seyn muſs, und nicht zwischen diesen beiden Gränzen liegen kann. Diese Anzeige ist um so schätzbarer, als der Werth jenes Coëfficienten immer gröſser als eins, und wahrscheinlich immer kleiner als anderthalb ist.

2) Die gesammte Wärmemenge, welche ein Kilogramm Dampf bei irgend einer Temperatur und beim Maximum der Spannung enthält, kann offenbar betrachtet werden, als bestehend aus drei Theilen: 1) demjenigen, welchen ein Kilogramm der Flüssigkeit bei der Temperatur 0° enthält; 2) demjenigen, der erfordert wird, um sie, als Flüssigkeit, bis zu der betrachteten Temperatur zu erwärmen, und 3) endlich der latenten Wärme, die noch hinzuzufügen ist, um die Verdampfung bei dieser Temperatur zu bewirken. Daraus entspringt eine neue Gleichung zwischen den latenten Wärmen, den gesammten Wärmemengen und der specifischen Wärme der Flüssigkeit selbst. Der Vergleich dieser Gleichung mit der ersteren lehrt im Allgemeinen kennen, ob man den Werth des Capacitätscoëfficienten unterhalb der kleinsten Gränze oder oberhalb der gröſsten nehmen müsse.

Für den Wasserdampf z. B. müſste die latente Wärme bei 0° fast 200 Einheiten gröſser seyn, als sie bei 100° C. ist, wenn der Capacitätscoëfficient bei der oberen Gränze genommen wäre.

Diese Folgerung war zu wichtig, als daſs ich mich nicht bestrebt haben sollte, sie zu prüfen. Nun ...n mir die latente Wärme bei 0° nur 560 Einheite... tragen, d. h. weit von dem entfernt zu seyn, wa... müſste, wenn es erlaubt seyn sollte, für z die ob... zu wählen. Man hat also die untere Gränze z...

Bei dem in Rede stehenden Vergleich kommt auch die specifische Wärme des Dampfes bei constantem Druck in Betracht, und die Erörterung hat mich darauf geführt, es für sehr wahrscheinlich zu halten, daſs die von Delaroche und Bérard für diesen Punkt gegebene Zahl 0,847 beträchtlich vergröſsert werden müsse.

Der relative Werth der beiden latenten Wärmen, genommen bei ziemlich aus einander liegenden Temperaturen, und die Wärmecapacität der Flüssigkeit selbst, genügen übrigens im Allgemeinen, um zu bestimmen, welche der beiden Gränzen man wählen müsse, ohne daſs man nöthig hat, die specifische Wärme des Dampfes zu Hülfe zu nehmen; diese wird nur nothwendig, um den Werth des Capacitätscoëfficienten zu erlangen. Sonach glaube ich diesem Coëfficienten für den Wasserdampf nur den Werth 1,02 oder höchstens 1,03 beilegen zu können.

3) Wenn man durch die eben angezeigte Methode dahin gelangt ist, die Gränze, welche einem gegebenen Dampfe zukommt, mit Sicherheit zu wählen, so hat man sogleich, und zwar durch die Thatsache selbst, die Lösung einer der wichtigsten und häufigst besprochenen Aufgaben, nämlich die über die Wärmemengen.

Wenn die Variation der beiden latenten Wärmen der Flüssigkeit zu erkennen giebt, daſs ihr die untere Gränze zukommt, so besitzt das Kilogramm des Dampfes dieser Flüssigkeit beim Spannungsmaximum Wärmequantitäten, die mit der Temperatur wachsen; für Flüssigkeiten dagegen, denen die obere Gränze zukommt, besitzt das Kilogramm des Dampfes Wärmemengen, die abnehmen, so wie die Temperatur steigt.

4) Die Spannungsmaxima des Wasserdampfs sind bekannt von der Temperatur — 32° C., welche $0^{mm},31$ entspricht, bis zu der von 236°,2 C., welche 30 Atmosphären entspricht. In diesem Intervall kann man so viele Temperaturen und Spannungen nehmen wie man will, um

sie in der erwähnten Bedingungsgleichung zu substituiren, und somit, für eine sehr beträchtliche Strecke der Thermometerscale, den zu Anfange aufgestellten Satz auf die Probe stellen. Andererseits lernt man aus dem Vergleich der latenten Wärmen bei 0° und bei 100°, daſs der Capacitätscoëfficient unterhalb der unteren Gränze genommen werden muſs, und daraus folgt, daſs für den Wasserdampf die Wärmemengen wachsen in dem Maaſse als die Temperatur steigt, ungeachtet die latenten Wärmen langsam abzunehmen scheinen.

Die Dämpfe, welche, wie der Wasserdampf, desto gröſsere Wärmemengen enthalten, je höher die Temperatur ist, zeigen die merkwürdige Erscheinung: daſs, wenn man sich denkt, sie seyen eingeschlossen in für die Wärme undurchdringliche Gefäſse, so daſs sie sich durch Berührung mit deren Wänden weder erwärmen noch erkalten können, sie einer unbegränzten Ausdehnung fähig sind, ohne daſs das Mindeste tropfbar gefällt wird; dagegen können sie keine gröſsere Zusammendrückung erleiden, ohne daſs augenblicklich eine theilweise Liquefaction des Dampfes stattfindet.

5) Die Spannungsmaxima des Kohlensäuredampfs sind bekannt von der Temperatur — 80° C., welche 1,2 Atmosphären entspricht, bis zu der von + 10° C., welche 45 Atmosphären entspricht. Für dieses Intervall läſst sich auch nachweisen, daſs die aus der Bedingungsgleichung gezogenen Werthe einen wachsenden Gang befolgen. Da wir aber über die latenten Wärmen der Flüssigkeit nichts wissen, so können wir hier dieſs Kennzeichen nicht zu Hülfe nehmen, um zu entscheiden, welche der beiden Gränzen dem Capacitätscoëfficienten zukomme. Glücklicherweise geben uns die Versuche, welche Dulong über die Töne verschiedener Gase in einer selben Pfeife angestellt hat, diesen Coëfficienten direct. Sie geben für ihn den Werth 1,339, der weit die aus den beobachteten Drucken hervorgehende obere Gränze über-

steigt; es ist also diese Gränze, welche der Kohlensäure zukommt.

Daraus folgt, entgegen dem beim Wasserdampf Stattfindenden, daſs die Kohlensäure abnehmende Wärmemengen enthält, d. h. desto weniger groſse als die Temperatur steigt.

Der Gegensatz, der sich hier zwischen dem Wasserdampf und der Kohlensäure zeigt, bleibt nothwendig auch in den Compressions- und Expansionserscheinungen bestehen. Mithin kann die Kohlensäure in einem für die Wärme undurchdringlichen Gefäſse unendlich comprimirt werden, ohne daſs eine Liquefaction erfolgt, indem die entwickelte Wärme immer mehr als hinreichend ist, die Temperatur über diejenige zu erhöhen, welche zum Maximum der Spannkraft erfordert wird. Erlaubt man ihr dagegen, sich in einem gröſseren Raum zu verbreiten, so fehlt es ihr an Wärme, und es muſs durchaus ein Theil in den flüssigen oder starren Zustand übergehen, damit der Rest seine Elasticität behalte.

Diese Folgerung scheint einleuchtend durch die beim Thilorier'schen Apparat entstehenden Erscheinungen bestätigt zu werden, und die entgegengesetzte Deduction in Bezug auf den Wasserdampf scheint eben so ihre Bestätigung zu finden in den Erscheinungen beim Papin'schen Topf, wo die Liqueficirung des Wasserstrahls mehr der abkühlenden Wirkung der Luft als der Ausdehnung des Dampfes selbst zugeschrieben werden kann.

Da nun die beiden Glieder, welche in den Ausdruck für die latente Wärme der Kohlensäure eintreten, von gleichem Zeichen sind, so geschehen die Veränderungen weit rascher als beim Wasser. Bei — 40° C. z. B. ist die latente Wärme der Kohlensäure weit gröſser als bei 0°, und sie nimmt sonach sehr rasch ab, bis sie ohne Zweifel einen Punkt erreicht, bei dem sie der Nullität nahe kommt.

Man kennt das Spannungsmaximum des Stickstoffoxyduls von — 87° C., wo es *einer* Atmosphäre entspricht,

bis + 12° C., wo es 44 Atmosphären entspricht. Die Resultate der Rechnung sind für diesen Dampf ganz übereinstimmend mit denen, welche die Kohlensäure darbietet.

Das ölbildende Gas, für welches Dulong auch den Capacitätscoëfficienten gegeben, und Hr. Faraday die Spannungsmaxima von 0° bis — 73° C. beobachtet hat, zeigt so ungewöhnliche Anomalien, daſs mir sicher scheint, entweder daſs die theoretische Formel mangelhaft ist, oder daſs die Versuche keine hinlängliche Genauigkeit haben; ich sehe keine Mittel, die Resultate mit der Hypothese von einem constanten, von Druck und Temperatur unabhängigen Coëfficienten zu vereinbaren. Man könnte jedoch vermuthen, daſs das Gas von Dulong nicht identisch war mit dem von Hrn. Faraday, oder daſs bei der Liquefaction neue Verbindungen entstehen.

6) Sehe ich bis auf Weiteres vom Doppelt-Kohlenwasserstoff ab, so glaube ich aus diesen Versuchen schlieſsen zu können, daſs die Laplace'sche Theorie für Dämpfe in einer beträchtlichen Strecke der Thermometerscale gültig ist, daſs vermöge der Auslegung der sich aus ihr ergebenden Bedingungsgleichung die Dämpfe in zwei Klassen zerfallen: in solche mit wachsender Wärme, wie der Wasserdampf, und in solche mit abnehmender Wärme, wie das Stickstoffoxydul und die Kohlensäure; endlich daſs man durch Combination der Gleichung für die latenten Wärmen mit der für die Wärmemengen dahin gelangt, zwischen den Variationen der latenten Wärme, der specifischen Wärme der Flüssigkeit und der des Dampfs, neue Verhältnisse festzustellen, die ohne Zweifel verstatten, die Theorie leichteren und ausgedehnteren experimentellen Prüfungen zu unterwerfen.

§. II.

2. Die Wärmemenge, welche die Masseneinheit einer elastischen Flüssigkeit enthält, kann vorgestellt werden durch einen Ausdruck von der Form (*Mécan. cél. Livr. XIII*):

$$q = m + n(a+t)p^{-z} \;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\; (1),$$

worin q die Wärmemenge, t die Temperatur, p der Druck, $a = 272$ oder eins, dividirt durch den Ausdehnungscoëfficienten der Gase, $z = \frac{k-1}{k}$ und k das Verhältniſs der Wärmecapacitäten der elastischen Flüssigkeit bei constantem Druck und bei constantem Volum; es wird als unabhängig von Druck und Temperatur angesehen, und wir werden es *Capacitätscoëfficienten* nennen. Endlich sind m und n zwei Constante, die entweder durch Hypothesen oder durch besondere Data bestimmt werden müssen.

Bis jetzt haben wir keine Kenntniſs von der absoluten Wärmemenge, die ein Körper besitzt. Alles, was wir vermögen, kommt auf Feststellung von Unterschieden zurück, d. h. auf Messungen der mehr oder weniger groſsen Wärmemengen, welche ein Körper verlieren oder gewinnen muſs, um von einer Temperatur zur andern, von einem Druck zum andern überzugehen, oder im Allgemeinen von einem Zustand zu einem andern, der sich vom ersten durch streng definirte physische, chemische oder mechanische Kennzeichen unterscheidet.

Bezeichnen wir demnach durch $q_{,}$ die gesammte und unbekannte Wärmemenge, welche die Masseneinheit einer elastischen Flüssigkeit bei der Temperatur $t_{,}$ und unter dem Druck $p_{,}$ besitzt; bezeichnen wir eben so die demselben Körper bei der Temperatur t und dem Druck p angehörige Wärmemenge durch q, so haben wir:

$$q - q_{,} = -n(a+t_{,})p_{,}^{-z} + n(a+t)p^{-z} \;.\;.\; (2).$$

Alsdann kann die Constante n mittelst der specifischen Wärme des Gases bei constantem Druck bestimmt werden; denn wenn der Druck p constant bleibt, und bloſs die Temperatur sich ändert, so ist klar, daſs der Differentialcoëfficient $\frac{dq}{dt}$ die in Rede stehende specifische Wärme ausdrückt. Da sein allgemeiner Werth ist:

$\frac{dq}{dt} = np^{-z}$, so wird er $np_{,}^{-z}$ für die Temperatur $t_{,}$ und den Druck $p_{,}$. Bezeichnet also $c_{,}$ die diesen Bedingungen entsprechende specifische Wärme des Gases, dabei die des Wassers zur Einheit genommen, so ergiebt sich:

$$np_{,}^{-z} = c_{,}$$

und substituirt man diesen Werth von n, so erhält der Unterschied $q - q_{,}$ der beiden unbekannten Wärmegröſsen die Form:

$$q - q_{,} = c_{,}(a + t_{,})\left[\frac{a+t}{a+t_{,}} \cdot \left(\frac{p_{,}}{p}\right)^{z} - 1\right] \quad . \quad . \quad . \quad (3).$$

Wie man sieht, hängt er dann nur ab von $t_{,}$, $p_{,}$, z und $c_{,}$, d. h. von der Temperatur, dem Druck, dem Capacitätscoëfficienten und der specifischen Wärme bei constantem Druck des Gases bei der Temperatur $t_{,}$ und dem Druck $p_{,}$, die zu Ausgangspunkten genommen wurden.

3. Ehe wir diese allgemeine Formel auf die Dämpfe anwenden, ist es vielleicht nicht überflüssig, in wenig Worten die Folgerungen aufzuzählen, zu welchen sie für die permanenten Gase führt, weil wir dann nur noch dasjenige anzuführen brauchen, was das Unterscheidende der Dämpfe ist, d. h. das Maximum der Spannkraft, welches jeder Temperatur entspricht und nach der Substanz verschieden ist.

1) Läſst man bei unverändertem Druck $p_{,}$ das Gas von der Temperatur $t_{,}$ zu der t übergehen, so ist der Unterschied $q - q_{,}$ der beiden bei diesen Temperaturen darin enthaltenen Wärmemengen gleich $c_{,}(t - t_{,})$, d. h. proportional zugleich der Temperaturdifferenz und der specifischen Wärme des Gases; überdieſs sieht man, daſs sie für $t > t_{,}$ positiv und für $t < t_{,}$ negativ ist. Setzt man nämlich voraus, daſs dem so sey, so bestimmt man die Form der willkührlichen Function, zu welcher man durch die Integration geführt wird; man thut also in Wirklichkeit nichts als die Hypothese wiederfinden, von der man

ausgegangen ist, sobald man die Form des allgemeinen Werths von q angenommen hat.

2) Nimmt man an, die elastische Flüssigkeit sey in einem für die Wärme undurchdringlichen Gefäſse enthalten und darin ursprünglich bei der Temperatur $t_{\prime}$ und dem Druck $p_{\prime}$ eingeschlossen, so bleibt ihre Wärmemenge nothwendig constant, weil sie sich durch Berührung mit den Wänden des Gefäſses weder erwärmen noch erkälten kann. Man hat stets:

$$q - q_{\prime} = 0$$

und folglich:

$$\left(\frac{a+t}{a+t_{\prime}}\right)\left(\frac{p_{\prime}}{p}\right)^{z} = 1 \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (4).$$

Diese letzte Gleichung ist also der Ausdruck des Gesetzes, welches, in dieser Hypothese, die Temperaturveränderungen der elastischen Flüssigkeit mit den etwaigen Druckveränderungen derselben verknüpft.

Denkt man sich z. B. einen Cylinder von unbegränzter Länge und darin einen beweglichen Kolben, auf welchen eine angemessene Kraft ausgeübt wird, so wird das Gas alle Druckgrade, von dem schwächsten bis zu dem stärksten, und zugleich alle Volume, von dem gröſsten bis zu dem kleinsten, durchlaufen können, ohne daſs es irgendwie seine Wärmemenge ändert. Allein dann wird die Temperatur, da sie lediglich vom Druck abhängt, mit diesem zu- und abnehmen, gemäſs dem durch Gleichung (4) ausgedrückten Gesetz. Die specifische Wärme $c_{\prime}$ des Gases verschwindet hier, sie hat keinen sichtbaren Einfluſs auf die Resultate mehr; deſsungeachtet behält sie einen versteckten und bedeutenden Einfluſs, denn sie ist eins der Elemente des Capacitätscoëfficienten und folglich des Werthes von z.

Man kann demnach als wohl festgestellt betrachten, daſs, unter gleichem Druck und bei gleichem Volum, Sauerstoff, Wasserstoff, Stickstoff und Kohlenoxyd nahezu gleiche specifische Wärmecapacitäten, und überdieſs auch

denselben Capacitätscoëfficienten = 1,421 besitzen. Sie werden sich also bei dem in Rede stehenden Versuch durchaus gleich verhalten, obwohl sie bei gleichem Gewicht und unter demselben Druck eine verschiedene specifische Wärme haben. Ausgegangen von 0° und dem atmosphärischen Druck würden sie, bei den Drucken von 1000, 10000 und 100000 Atmosphären, die Temperaturen 1834°, 3894° und 7971° geben.

Durch Versuche habe ich gefunden, daſs diese Gase bis zu 100 Atmosphären beinahe demselben Zusammendrückungsgesetze folgen[1]). Ebenso kann man es als wohl erwiesen ansehen, daſs Kohlensäure, Stickstoffoxydul und ölbildendes Gas in ihrer specifischen Wärme von den vorhin genannten verschieden sind. Es folgt auch aus den Versuchen von Dulong, daſs der Capacitätscoëfficient verschieden ist; 1,339 für die Kohlensäure, 1,343 für das Stickstoffoxydul und 1,240 für das ölbildende Gas.

Diese Gase folgen einem rascheren Compressionsgesetze, und das letztere liqueficirt sich schwieriger als die beiden ersten; man würde also bei ihnen einen etwas gröſseren Capacitätscoëfficienten erwartet haben können. Uebrigens werden wir weiterhin sehen, daſs das ölbildende Gas sonderbare Anomalien darbietet.

Diese Resultate scheinen anzudeuten, daſs die beiden Capacitäten, bei constantem Druck und bei constantem Volum, sich gleichzeitig und wahrscheinlich in demselben Sinne ändern, und daſs auſserdem diese Veränderungen immer eine in deren Verhältniſs oder in dem Werth des Capacitätscoëfficienten nach sich ziehen. Man wird an einigen Beispielen ersehen, daſs dieser Werth geringer ist für gewisse weniger flüchtige Körper; aber diese Beispiele sind noch nicht häufig genug, um die Thatsache zur allgemeinen Regel zu erheben.

Wenn der Capacitätscoëfficient abnimmt und sich der Einheit nähert, wird die Substanz der elastischen

1) *Eléments de physique*, *edit* 4me, 1844.

Flüssigkeit gewissermaſsen durch sich selbst resistenter; denn da z alsdann sehr nahe Null ist, so giebt eine ungeheure Vergröſserung des Drucks nur eine geringe Erhöhung der Temperatur. Es scheint also, daſs es nicht mehr die entwickelte Wärme sey, durch welche die Flüssigkeit dem Druck das Gleichgewicht hält, sondern eine Art von molecularem Widerstand, welcher seinen Ursprung wohl noch in der Wärme selbst haben kann, aber sich stärker bei einer geringeren Temperatur zeigt.

3) Wir haben gesehen, daſs $c_{,} = n p_{,}^{-z}$; eben so hätte man $c = n p^{-z}$, wenn c die specifische Wärme bei constantem Druck für den Druck p bezeichnet. Daraus folgt:

$$\frac{c}{c_{,}} = \left(\frac{p_{,}}{p}\right)^{z} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (5).$$

Diese Beziehung zwischen den specifischen Wärmen und den Drucken ergiebt sich auch aus der vorhergehenden Gleichung; denn es leuchtet ein, daſs eine Erhöhung von einem Grad in $c_{,}$ die aus der Zusammendrückung entspringende Temperatur t um $\left(\frac{p'}{p}\right)^{z}$ erhöht, und die Wärmemenge um $c\left(\frac{p}{p_{,}}\right)^{z}$ vergröſsert. Allein diese Temperaturerhöhung um einen Grad unter dem Druck $p_{,}$ entspricht einer Wärmemenge $c_{,}$; man hat also:

$$c_{,} = c\left(\frac{p}{p_{,}}\right)^{z}, \quad \text{oder} \quad \frac{c}{c_{,}} = \left(\frac{p_{,}}{p}\right)^{z}.$$

Die specifische Wärme bei constantem Druck ändert sich also nicht mit der Temperatur, sie bleibt dieselbe für alle Punkte der Thermometerscale; eine Aenderung im Druck ist das Einzige, was sie modificiren könnte: je nachdem z gröſser oder kleiner ist, erlangt diese Modification eine gröſsere oder geringere Ausdehnung. Allein wie auch der Werth von z beschaffen seyn möge, sey er gleich 0,296, wie für die permanenten Gase, oder fast Null, wie für gewisse Dämpfe, so erleidet die specifische

Wärme doch immer umgekehrte Aenderungen wie die des Drucks; sie nimmt zu, wenn der Druck abnimmt, und umgekehrt nimmt sie ab, wenn der Druck zunimmt.

Sobald z für eine elastische Flüssigkeit bekannt ist, reicht es in allen Fällen hin zu wissen, welche specifische Wärme sie für einen gewissen Druck besitze, um daraus ihre specifische Wärme für jeden anderen Druck herzuleiten. Eben so könnte man, wenn man die zweien Drucken entsprechenden specifischen Wärmen kennte, daraus den Werth von z und folglich auch den des Capacitätscoëfficienten herleiten. Auf diese Weise führen die von Delaroche und Bérard bestimmten zwei specifischen Wärmen der Luft zu einem Werth des Capacitätscoëfficienten, der von dem aus der Schallgeschwindigkeit hergeleiteten nicht sehr abweicht.

4) Die Dichtigkeit eines Gases hängt von der Temperatur und dem Drucke ab, und diese Abhängigkeit wird ausgedrückt durch die allgemeine Relation:

$$p = bd(a + t),$$

welche für die Temperatur $t_{,}$ und den Druck $p_{,}$ übergeht in:

$$p_{,} = bd_{,}(a + t_{,}),$$

daraus folgt:

$$\frac{d}{d_{,}} = \frac{p}{p_{,}}\left(\frac{a + t_{,}}{a + t}\right).$$

Combinirt mit der Gleichung (4) giebt diese Gleichung:

$$\frac{d}{d_{,}} = \left(\frac{p}{p_{,}}\right)^{1-z}, \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (6),$$

welche das Gesetz für die Dichtigkeiten der Gase ausdrückt, wenn man diese in für die Wärme undurchdringlichen Gefäſsen zusammendrückt.

4. Die eben beigebrachten Formeln sind bestätigt durch die verschiedenen Versuche über die Geschwindigkeit des Schalls, durch einen merkwürdigen Versuch der HH. Clement und Désormes, und durch die nach

demselben Princip von den HH. Gay-Lussac und Welter angestellten Versuche; die letzteren erstrecken sich in der Temperatur von — 20° C. bis + 40° C., und in dem Druck von 0,143 bis zu zwei Atmosphären. Alle diese Versuche bezweckten, den Capacitätscoëfficienten der Luft zu bestimmen, und zu ermitteln, ob derselbe wirklich constant und von der Temperatur und dem Druck unabhängig sey, wie es die ursprüngliche Formel voraussetzt. Laplace hatte in einigen Worten angedeutet, wie diese Formeln auf den Wasserdampf anzuwenden seyen[1]), und Poisson, indem er später die Aufgabe unter einer anderen Form aufnahm[2]), hatte gesucht, aus den ihm zu Gebote stehenden Versuchen den Werth des Capacitätscoëfficienten abzuleiten; er schätzte ihn annähernd auf 1,073. Poisson erkannte wohl, daſs die Hypothese, welche ihm dieses Resultat geliefert hatte, nicht mit den Thatsachen übereinstimme; allein er giebt kein Mittel an, aus diesem Widerspruch herauszukommen, und eben so wenig eine Methode, die experimentellen Data auf eine genügendere Weise zu gebrauchen[3]).

Ich weiſs nicht, daſs, unter diesem Gesichtspunkt, die Frage über die Dämpfe weitere Entwickelungen erfahren hätte. Es ist unter diesem Gesichtspunkt, und, gewissermaſsen, um die Fundamentalformeln auf die Probe zu stellen, daſs ich hier ihre Behandlung vornehme.

Man hat sich mit der Relation zwischen den Spannungsmaximis und den entsprechenden Temperaturen des Wasserdampfs viel beschäftigt, hat glückliche Versuche gemacht, um die eine dieser Gröſsen in Function der anderen auszudrücken; allein diese verschiedene Functionen, selbst die, welche die Data der Erfahrung am getreusten wiedergeben, können für nicht mehr als empiri-

1) *Mécanique céleste, Livr. XII, p.* 139.

2) *Annales de chim. et de phys.* (1823) *T. XXIII, p.* 337. — (Gilb. Ann. Bd. 76, S. 269.)

3) *Traité de mécanique* (1833), *T. II, p.* 650.

rische Formeln gehalten werden. Die Thatsachen sind hier zu complex, als daſs die Formel, die denselben ihren Ursprung verdankt, in gleichen Rang gestellt werden könnte mit der, welche von einer allgemeinen Idee ausgeht, und dadurch allein, wenn nicht ihre physikalische Rechtfertigung, doch wenigstens den Grund, abstract zu seyn, in sich trägt. Deshalb werde ich mich bei der folgenden Discussion enthalten, mit den theoretischen Formeln diejenigen zu vermengen, welche den Druck in Function der Temperaturen ausdrücken. Ueberdieſs sind diejenigen dieser Formeln, die für einen Dampf gut sind, vielleicht schlecht für einen anderen; denn nichts sagt uns, daſs sie nicht Elemente enthalten müſsten, die sich sowohl mit der atomistischen Zusammensetzung als mit der eigenen Substanz jeder Flüssigkeit änderten. Sie würden somit ihre Allgemeinheit verlieren können, während dieser Charakter den theoretischen Formeln verbliebe, welche das Spannungsmaximum nur als eine letzte, von ihnen nicht zu überschreitende Gränze berühren.

Dieſs gesetzt, nehmen wir wieder unsere allgemeine Gleichung:

$$q - q_{,} = c_{,}(a + t_{,}) \left[\frac{a+t}{a+t_{,}} \cdot \left(\frac{p_{,}}{p}\right)^{z} - 1 \right]$$

und geben ihr die Form:

$$q - q_{,} = c_{,}(a + t_{,})\,(y - 1),$$

indem wir setzen:

$$y = \frac{a+t}{a+t_{,}} \cdot \left(\frac{p_{,}}{p}\right)^{z},$$

wo also y den ganzen veränderlichen Theil vorstellt.

Beschäftigen wir uns zunächst mit dem Wasserdampf. Gesetzt $q_{,}$ repräsentire die gesammte und unbekannte Wärmemenge, welche in einem Kilogramm Wasserdampf bei der Temperatur 100° und dem Druck von 760 Millim. enthalten ist; alsdann ist $t_{,} = 100^{0}$, $p = 760$ Millim. und $c_{,}$ bezeichnet die specifische Wärme bei constantem Druck unter den Umständen, welche wir als Ausgangs-

punkt wählten, d. h. unter dem atmosphärischen Druck. Zugleich repräsentirt q die gesammte und gleichfalls unbekannte Wärmemenge, welche ein Kilogramm Wasserdampf bei der Temperatur t und dem Druck p enthält, wo diese Temperatur und dieser Druck beide willkürlich und unabhängig sind. Beim Maximum der Spannung hört diese Unabhängigkeit auf; für jeden Werth von t giebt es nur einen einzigen Werth von p, welchen man nur in die Formel einzuführen braucht, um zu specificiren, daſs sie für diesen besonderen Fall gelte.

Wäre der Capacitätscoëfficient k für den Wasserdampf bekannt, so würde sich daraus der Werth von z mittelst der Relation $z = \frac{k-1}{k}$ ergeben, und wenn man successive, in dem Werth von y, für t die Reihe der Temperaturen und für p das einer jeden Temperatur entsprechende Spannungsmaximum substituirte, so hätte man für y eine Reihe von Zahlen, die sogleich den Unterschied der Wärmegröſsen $q - q_{,}$ für jede Temperatur gäben. Man würde also beim Anblick dieser Resultate wissen, ob die in einem Kilogramm Dampf enthaltene Wärmemenge constant sey, oder ob sie mit steigender Temperatur zu- oder abnehme.

Damit sie constant wäre, müſste man immer haben $q - q_{,} = 0$, und folglich auch immer $y = 1$, wie auch die Werthe von t und p seyen. Allein man kann sich leicht überzeugen, daſs dem nicht so ist, denn $y = 1$ giebt eine Art Bedingungsgleichung, welche unter die Form:

$$z = \frac{\log(a+t) - \log(a+t_{,})}{\log p - \log p_{,}} \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (7)$$

gebracht werden kann, und dieser Gleichung wird nicht durch die verschiedenen Werthe von t und p genügt, oder vielmehr giebt sie für z keinen constanten Werth. Man muſs also schlieſsen: entweder daſs das Kilogramm Wasserdampf beim Maximum der Spannkraft nicht dieselbe Wärmemenge enthalte, oder daſs die theoretische Formel mangelhaft sey, entweder vermöge ihrer Principien,

oder weil sie mit Unrecht den Capacitätscoëfficienten als unabhängig von Temperatur und Druck voraussetzt.

Angenommen die Wärmemenge ändere sich; alsdann kann man in dieser Hinsicht alle möglichen Hypothesen machen, man kann annehmen, daſs sie sich oscillatorisch oder abwechselnd ändere, d. h. daſs sie Maxima und Minima habe, die sich entweder nur ein Mal zeigen, oder sich in dem bekannten Theil der Thermometerscale mehrmals wiederholen. Eben so kann man annehmen, und dieſs scheint mir natürlicher, daſs die Wärmemenge einfach wachsend oder abnehmend sey, nicht in gleichförmiger, aber doch in stetiger Weise, ohne daſs ein anderes Maximum oder Minimum stattfinde, als das, was den äuſsersten Temperaturen angehört.

Ueber diesen Punkt wissen wir nichts; allein ich glaube, daſs wir aus der Auslegung der vorstehenden Gleichung wichtige Folgerungen ziehen können. Wenn nämlich die Wärmemenge eine mit der Temperatur z. B. wachsende ist, so muſs $t > t_{,}$ immer $q - q_{,} > 0$ und folglich $y > 1$ geben, und $t < t_{,}$ muſs auch immer $q - q_{,} < 0$ und folglich $y < 1$ geben. Das Umgekehrte fände statt, wenn die Wärmemenge mit steigender Temperatur abnähme.

In beiden Fällen könnte man $y = 1$ nur haben, wenn $t = t_{,}$, eine Bedingung, welche immer von selbst erfüllt ist, unabhängig von der Gröſse, welche man z beilegen kann.

Allein jeder Werth von z, den man aus der Bedingungsgleichung ziehen kann, wenn man darin für t eine Temperatur und für p das entsprechende Spannungsmaximum substituirt, giebt $y = 1$ und folglich $q - q_{,} = 0$. Keiner dieser Werthe kann also der wahre von z seyn, weil dieser nothwendig $y > 1$ für $t > t_{,}$, und $y < 1$ für $t < t_{,}$, oder umgekehrt, geben muſs, je nachdem die Wärmemenge eine mit der Temperatur wachsende oder abnehmende ist. Das Stetigkeitsgesetz zeigt übrigens an, daſs diese Werthe von z sich nicht plötzlich ändern, so daſs

zwei, die zweien consecutiven Werthen von t entsprechen, ein endliches Intervall zwischen sich lassen.

Es muſs also durchaus der wahre Werth von z, der, welcher den Capacitätscoëfficienten zu geben hat, kleiner seyn als der kleinste der aus der Bedingungsgleichung gezogene oder gröſser als der gröſste.

Diese Folgerung zeigt uns, wie viel Interesse es habe, die aus dieser Gleichung für die verschiedenen Werthe von t und p hervorgehenden Werthe mit Sorgfalt zu untersuchen.

Die folgende Tafel enthält diese Resultate für den Wasserdampf; es schien mir nöthig, sie für die verschiedensten Werthe von $t_{,}$ und $p_{,}$ aufzusuchen. Weniger nützlich wäre es, diese Rechnung von Grad zu Grad auszuführen; ich habe ziemlich entfernte Intervalle nach Zufall und ohne Auswahl genommen.

Werthe von z und k, von verschiedenen Punkten ausgegangen[1]).

Werthe von		Entsprechende Werthe von z und k: für $t_{,} = 0{,}0$, $p_{,} = 4{,}6$		für $t_{,} = 100$, $p_{,} = 760$		für $t_{,} = 181{,}6$, $p_{,} = 10$ At.	
t.	p.	z.	k.	z.	k.	z.	k.
− 32°,0 C.	0,31	0,04640	1,0487	0,05615	1,0595	0,06298	0,0672
0 ,0	4,60			0,06130	1,0653	0,06902	1,0742
+ 50 ,0	91,98	0,05633	1,0597	0,06835	1,0734	0,07763	1,0842
80 ,0	364,54	0,05896	1,0627	0,07521	1,0811	0,08349	1,0911
121 ,4	2.760	0,06362	1,0679	0,08069	1,0878	0,08847	1,0971
153 ,0	5.760	0,06644	1,0712	0,08347	1,0911	0,09396	1,1037
181 ,6	10.760	0,06902	1,0741	0,08613	1,0942		
214 ,7	20.760	0,07181	1,0774	0,08971	1,0985	0,10161	1,1131
236 ,2	30.760	0,07346	1,0793	0,09173	1,1010	0,10346	1,1151
266 ,0	50.760	0,07562	1,0818	0,09432	1,1043	0,10603	1,1186
311 ,0	100.760	0,07850	1,0851	0,09756	1,1081	0,10900	1,1223
444 ,7	500.760	0,08557	1,0936	0,10552	1,1179	0,11693	1,1326
516 ,76	1000.760	0,08861	1,0972	0,10881	1,2210	0,12013	1,1365

1) Zu diesen Berechnungen habe ich unterhalb 0° die neuerlich von Hrn. Regnault beobachteten Spannungen angewandt; zwischen 0° und 100° die ehedem von mir nach der Laplace'schen durch Hr. Biot modificirten Formel (Biot, *Traité de phys.*, *T. I*, 1816) berechnete Tafel, und über 100° die von den HH. Arago und Dulong gegebene Tafel, welche sich bekanntlich bis 24 Atmosphären erstreckt. Diese Gränze ihrer Versuche ist bis jetzt noch die höchste,

Man sieht also, daſs, von welchem Punkte man auch ausgehen möge, sey es von 0°, von 100° oder 181°,6, die Werthe von z und also die daraus hervorgehenden des Capacitätscoëfficienten stets mit steigender Temperatur zunehmen, und überdieſs desto geringer sind, als man eine niedrigere Temperatur zum Ausgangspunkt wählt. Es ist indeſs sicher, daſs der wahre Werth von z weder von dem für $t_{,}$ genommenen Ausgangspunkt abhängt, noch von der Thermometerscale, noch selbst von der Einheit, deren man sich zur Zählung der Wärmemengen bedient; er ist unabhängig von allen diesen conventionellen Punkten, alleinig dadurch, daſs der Capacitätscoëfficient nur ein Verhältniſs zweier Wärmemengen ist und ursprünglich an sich als unabhängig von der Temperatur angenommen ward. Der kleinste der für z gefundenen Werthe gehört zu — 32° C. und entspringt aus der Hypothese $t_{,} = 0$. Der gröſste gehört zu 236°,2 C. (diese Temperatur als obere Gränze der beobachteten genommen) und entspringt aus $t_{,} = 181{,}6$; es ist also zu schlieſsen, daſs der wahre Werth von $z < 0{,}04640$ oder $> 0{,}10346$ ist. Sicher würden diese Gränzen etwas weiter auseinander liegen, wenn man für $t_{,}$ successive die niedrigste Temperatur — 32° C., und die höchste + 236°,2 C. nähme, und sie würden es noch mehr, wenn die Versuche sich gegen die beiden Extremitäten der Thermometerscale erstreckten; allein hier ist es weniger wichtig, genau zu wissen, welches die Gränzen seyen, als die Methode, durch welche man sie findet, begreiflich zu machen.

Angenommen z müsse unterhalb der unteren Gränze 0,0464 genommen werden, so hat in der Gleichung:

die man kennt. Aus bloſser Neugierde habe ich noch die Drucke von 50, 100 und 1000 Atmosphären, aus der von den HH. Arago und Dulong angewandten Formel abgeleitet, hinzugefügt. Die drei letzten Resultate treten nicht in die Erörterung ein; sie zeigen indeſs, daſs diese Formel selbst für 1000 Atmosphären noch keine Zahlen von offenbarer Unmöglichkeit liefert.

$$y = \frac{a+t}{a+t_{,}} \cdot \left(\frac{p_{,}}{p}\right)^z$$

z einen constanten, aber kleineren Werth als ihn $y=1$ giebt. Nun hat man für $t>t_{,}$ immer $p>p_{,}$, und $\left(\frac{p_{,}}{p}\right)^z$ ist ein Bruch, dessen Werth um so gröſser ist, je kleiner z; also hat man für $t>t_{,}$ immer $y>1$ und folglich $q-q_{,}>0$.

Eben so hat man für $t<t_{,}$ immer $p_{,}>p$, und $\left(\frac{p_{,}}{p}\right)^z$ ist >1, sein Werth ist desto kleiner als z kleiner; also hat für $t<t_{,}$ immer $y<1$ und folglich $q-q_{,}<0$.

Die Wahl der unteren Gränze zieht mithin die Folgerung nach sich, daſs die Wärmemenge des Dampfs eine mit der Temperatur wachsende sey; und es ist durch ein analoges Raisonnement leicht zu ersehen, daſs die Wahl der oberen Gränze zu der Folgerung führt, daſs die Wärmemenge des Dampfs eine mit steigender Temperatur abnehmende sey.

Wir können daraus noch einen anderen wichtigen Schluſs ziehen. Da nämlich die aus der Bedingungsgleichung abgeleiteten Werthe von z ohne abwechselnde Perioden beständig wachsen, so folgt, daſs die Werthe von y auch keine Abwechselungen darbieten werden, und mithin die Wärmemengen des Dampfs nothwendig in stetiger Weise zu- oder abnehmen, ohne daſs zwischen zwei consecutiven Unterschieden ein Zeichenwechsel stattfindet.

Es würde sowohl für den Wasserdampf als für andere Dämpfe von bekannter Spannung leicht seyn, Curven zu construiren, welche die Werthe von z für $y=1$, die Werthe von y für $z=const.$ und selbst die Werthe von $q-q_{,}$ veranschaulichten. Vielleicht könnte auch die Discussion dieser Curven bei verschiedenen Hypothesen über das Gesetz der Spannungen von Interesse seyn.

Allein ohne in diese Untersuchung einzugehen, begnüge ich mich zu schlieſsen, daſs in allen Fällen und

für alle Dämpfe die Wärmemengen wachsende seyn werden, wenn man für z die untere Gränze nehmen muſs, und dagegen abnehmende, wenn man die obere Gränze zu wählen hat.

Die ganze Aufgabe kommt nun darauf zurück, neue dem Versuch zugängliche Kennzeichen aufzusuchen, mittelst welcher man sich über diese beiden Gränzen entscheiden könne.

Die Veränderung der latenten Wärme kann uns Kennzeichen dieser Art liefern.

5. Bezeichnen wir mit x die absolute Wärmemenge, welche 1 Kilogramm flüssiges Wasser bei 0° besitzt, mit s seine Wärmecapacität und im Allgemeinen mit λ die latente Wärme seines Dampfs.

Die gesammte Wärmemenge $q_{,}$, welche 1 Kilogramm Wasserdampf beim Maximum seiner Spannung $p_{,}$ und bei der Temperatur $t_{,}$ besitzt, besteht aus aller der, welche 1 Kilogramm Wasser bei 0° enthält aus der, welche es gebraucht, um mit Beibehaltung des flüssigen Zustandes auf die Temperatur $t_{,}$ zu gelangen, und endlich aus der latenten Wärme $\lambda_{,}$, welche man noch hinzufügen muſs, um die Verdampfung unter dem Maximumdruck $p_{,}$ zu bewerkstelligen. Man hat also:

$$q_{,} = x + st_{,} + \lambda_{,},$$

und eben so für irgend eine Temperatur t und das entsprechende Spannungsmaximum p:

$$q = x + st + \lambda.$$

Daraus folgt:

$$\lambda = \lambda_{,} + q - q_{,} - s(t - t_{,}).$$

Wenn das Temperaturintervall $t - t_{,}$ sehr beträchtlich wäre, würde der Werth s nicht streng derselbe seyn können in dem Ausdruck von $q_{,}$ und dem von q; allein es ist hier nicht nöthig, diesen Unterschied in Rechnung zu ziehen.

Was zunächst in diesem allgemeinen Werth von λ überrascht, ist: daſs er zwei Glieder enthält, die von

gleichem, oder von entgegengesetzten Zeichen seyn können. Im ersteren Fall nimmt die latente Wärme mit steigender Temperatur immer ab, und überdieſs verändert sie sich sehr rasch, weil das letzte Glied, welches der Temperaturdifferenz proportional ist, einen beträchtlichen Werth haben wird, ungerechnet den, der aus dem Gliede $q - q_{\prime}$ der Wärmedifferenzen entspringt. Im zweiten Falle dagegen heben sich die entgegengesetzten Glieder auf, wenigstens zum Theil, und dann ist es ihre relative Gröſse, von welcher der zu- oder abnehmende Werth von λ bedingt wird. Es wäre streng genommen möglich, daſs es in diesem Falle Alternative von Maximis und Minimis gäbe.

Bei dem Wasserdampf ist die latente Wärme nur für den Siedpunkt bekannt; sie scheint alsdann 537 Einheiten zu betragen. Nehmen wir dieſs zum Ausgangspunkt, indem wir $t_{\prime} = 100$ und $\lambda_{\prime} = 537$ machen.

Müſste man für z die obere Gränze nehmen, so würde die Wärmemenge $q - q_{\prime}$, als abnehmend, positiv seyn für $t = 0$, und ihr Werth würde nahezu 100 Einheiten betragen, selbst wenn man z einen der Gränze sehr nahen Werth gäbe; da überdieſs $s = 1$, so würde man haben:

$$- s(t - t_{\prime}) = 100$$

und

$$\lambda = \lambda_{\prime} + 200,$$

d. h. die latente Wärme bei 0° wäre um mehr als 200 Einheiten gröſser als die bei 100°. Diese Folgerung schien mir sehr merkwürdig.

Ich habe also die latente Wärme des Dampfs für die Temperatur 0° bestimmt. Man weiſs, daſs derlei Bestimmungen schwierig sind, allein ich hatte hier hinreichenden Spielraum, um keinen Irrthum zu befürchten. Folgendes ist die von mir angewandte Methode.

Ein Rohr von dünnem Glase, etwa 1 Centimeter im Durchmesser und 20 Centim. in der Länge, von bekanntem Gewicht, enthält einige Grammen Wasser, welche sorgfältig gewogen worden und zur Verdampfung bestimmt

sind. Um die latente Wärme zu sammeln, die sie bei der Zustandsänderung aufnehmen müssen, taucht man das Rohr in ein nahe bis 0° erkaltetes Bad, dessen Erwärmungsgesetz man beobachtet. Dieses Bad besteht aus etwa 100 Grammen Wasser, die in einer Glocke von dünnem Glase, von 4 bis 5 Centim. Durchmesser und hinlänglicher Höhe, enthalten sind. Um die Verdichtung der äuſseren Dämpfe an den Wänden der Glocke zu verhüten, ist sie mittelst eines Korks befestigt in einem cylindrischen Glasgefäſs von 12 bis 15 Centim. Durchmesser und hinreichend groſser Höhe, damit die Schicht Schwefelsäure, welche den Boden bedeckt, keine zu directe Einwirkung auf den unteren Theil der Glocke ausübe. Dadurch vermindert man die Verdichtung der Dämpfe und die Wirkung von Luftströmen, welche beide das Erwärmungsgesetz stören würden.

Das Wasser im Bad muſs ein um einige Centimeter höheres Niveau haben, als das Wasser in der Verdunstungsröhre; es muſs durch zweckmäſsiges Umrühren regelmäſsig bewegt werden; die Temperatur wird durch ein mit dem Kathetometer abgelesenes Thermometer angegeben.

Nachdem die Sachen sonach vorgerichtet sind, bestimmt man sorgfältig die Dauer der Erwärmung für jeden halben Grad, z. B. von 3 oder 4° bis 7 oder 8°. Während dieser ersten Periode erfolgt keine Verdampfung in der Röhre; zwar steht diese in Gemeinschaft mit der Luftpumpe oder vielmehr mit einer Glocke, die concentrirte Schwefelsäure enthält, allein das Vacuum ist nicht gemacht. Sobald die Erwärmung bis 8° gediehen ist, beginnt die zweite Periode, d. h. man stellt das Vacuum her, zwar rasch, aber doch mit der Vorsicht, damit das Sieden mäſsig sey, ohne Aufstoſsen und Fortschleudern der Flüssigkeit. Augenblicklich verlangsamt sich der Gang der Erwärmung; man könnte das Thermometer sogar auf 7°,5 zurückbringen oder wenigstens 10 bis 12 Minuten,

was die zur Verdampfung von 1 bis 2 Grm. Wasser erforderliche Zeit ist, auf 8° halten. Dann läſst man wieder Luft eintreten, und zur gröſseren Sicherheit während dieser dritten und letzten Periode fährt man noch fort, das Erwärmungsgesetz bis 10 oder 11 Grad zu beobachten, wenn die umgebende Temperatur etwa 20° ist.

Diese Angaben werden ohne weiteres Detail hinreichen, um zu zeigen, daſs diese Methode ihren Zweck erfüllt. Kennt man durch eine neue Wägung das Gewicht des verdampften Wassers, kennt die Zeit, während welcher das Bad, mit seinem ganzen Inhalt, durch den Effect der Verdampfung zwischen 7 und 8° gehalten ward, und weiſs wie viel Wärme es innerhalb dieser Zeit aufnehmen muſste, so ist es leicht, daraus die Wärmemenge abzuleiten, welche ihm die Verdampfung selbst entzogen hat.

Mehre Versuche, deren Resultate ziemlich übereinstimmten, gaben mir für die latente Wärme des Wasserdampfs bei 0° etwa 560 Einheiten.

Die Hauptschwierigkeit bei diesen Versuchen entspringt aus einem Phänomen, welches ich, ich bekenne es, nicht vorausgesehen hatte. Die Präparatoren haben so viele Mühe, in den Vorlesungen den Leslie'schen Versuch anzustellen, daſs ich nicht erwartete, hier in der Gefrierung durch das Vacuum ein Hinderniſs anzutreffen, und dennoch geschah es. Die zu verdampfende Flüssigkeit befand sich, wie gesagt, umgeben von dem Wasser des Bades, dessen Temperatur 7 bis 8° war, und überdieſs lebhaft umgerührt ward, besonders an dem Punkt, wo sich die Kälte erzeugte. Ungeachtet dieser bedeutenden Erwärmung gefror die oberflächliche Schicht unaufhörlich, wenn man nicht die Operation mit besonderer Sorgfalt mäſsigte, und es geschah oft, daſs sich dann eine Art von Stempel bildete, welcher, fortgeschleudert durch die Spannkraft des Wassers gegen das darunter befindliche Eis, bisweilen bis in die Luftpumpe flog. Man muſs nicht bloſs diese Fehlerquelle vermeiden, sondern gar mit gröſster Sorgfalt darauf ach-

ten, daſs nichts von der Flüssigkeit durch das Aufkochen gegen die über dem Niveau des Bades befindlichen Wände der Röhre gespritzt werde. Man gelangt dahin, indem man aus feinem Platindraht gewissermaſsen einen lockeren Pfropfen in der Flüssigkeit bildet, und einen zweiten ähnlichen Pfropfen etwas über deren Oberfläche, aber unter dem Niveau des Bades anbringt.

Es scheint also gewiſs, daſs bei der Temperatur des schmelzenden Eises der Werth von $q - q_{,}$ negativ ist, daſs mithin der Werth von z durch die untere Gränze bestimmt werden muſs, und daſs der Wasserdampf Wärmemengen enthält, die mit der Temperatur wachsen.

Ich bin geneigt zu glauben, daſs der Alkohol- und der Aetherdampf, ebenfalls wie der Wasserdampf, wachsende Wärmemengen enthalten. Hr. Despretz hat früher die latente Wärme dieser Dämpfe bestimmt[1]), und die von ihm gefundenen Zahlen, 208 für den Alkohol und 97 für den Aether, sind seitdem bestätigt worden und können als fast richtig angesehen werden; sie gelten für die Siedpunkte, nämlich 78°,7 und 35°,7, und für Flüssigkeiten, deren Capacitäten waren 0,622 und 0,520.

Mit diesen Daten ist es leicht aus der vorstehenden Formel zu ersehen, daſs bei der Temperatur 0° die latente Wärme dieser Dämpfe gebracht werden müsse, für den ersteren auf mehr als $208 + 49 = 257$ und für den zweiten auf mehr als $97 + 19 = 116$, wenn sie von abnehmender Wärmemenge wären.

Analoge Versuche, wie die von mir mit Wasser gemachten, gaben mir für absoluten Alkohol etwa 215 bis 220; aber für den Aether gaben sie mir allerdings eine der Gränze 116 sehr nahe kommende Zahl, wodurch denn für diese letzte Flüssigkeit die Frage unentschieden bleibt.

6. Nachdem ich erwiesen habe, daſs bei einem Dampf der Vergleich zweier latenten Wärmen, die bei zwei etwas auseinanderliegenden Temperaturen genommen sind, im

1) *Ann. de chim. et de phys.*, (1823), *T. XXIV*, *p.* 329.

Allgemeinen hinreicht, um zu entscheiden, ob dieser Dampf von wachsender oder abnehmender Wärmemenge sey, bleibt noch eine für die Wissenschaft sehr wichtige Aufgabe zu lösen, nämlich die Bestimmung des Capacitätscoëfficienten. Dieſs Element ist das wichtigste für die Theorie der elastischen Flüssigkeiten, und wenn es für Dämpfe bekannt wäre, deren Spannungen man auch kennt, so könnte man daraus, wenn auch nicht das Gesetz, doch wenigstens den Gang der Zu- und Abnahme der Wärmemengen herleiten.

Die Gleichung der latenten Wärmen, combinirt mit der der Wärmemengen, giebt für die Temperatur 0° und den Wasserdampf:

$$c_{,} = \frac{100 - (\lambda - \lambda_{,})}{273 - 272\left(\frac{p_{,}}{p}\right)^{z}}.$$

$p_{,}$ ist immer gleich 760 Millimeter und $p = 4^{\mathrm{mm}},6$. Dieser Werth der specifischen Wärme des Wasserdampfs bei 100° wird desto gröſser seyn, je gröſser z selber ist. Für $z = 0$, $z = 0{,}01$, $z = 0{,}02$, $z = 0{,}03$, $z = 0{,}04$ wird der Nenner folgweise: 100, 86, 71, 55 und 39. Andrerseits deuten meine Versuche zwar auf einen positiven Werth von $\lambda - \lambda_{,}$, weil es gegenwärtig erwiesen scheint, daſs $\lambda_{,}$ oder die latente Wärme des Wassers bei 100° nur 537 ist; allein bei Annahme dieser Zahl würde man haben $\lambda - \lambda_{,} = 23$, und wenn wenigstens z nicht ungemein klein wäre, würde man für $c_{,}$ einen Werth gröſser als eins haben.

Die specifische Wärme des Wasserdampfs ist uns durch die Untersuchungen von Delaroche und Bérard bekannt; nach einem Versuche, den diese Physiker selber für zweifelhaft halten, schätzen sie dieselbe auf 0,847. Die groſse Arbeit über die specifische Wärme der Gase, von welcher dieser Versuch einen Theil ausmacht, ist ohne Widerrede eine der merkwürdigsten in der experimentellen Physik zu Anfange dieses Jahrhunderts. Man

kann wohl sagen, daſs es nicht eins der vielen darin enthaltenen Resultate gäbe, welches nicht bestätigt worden wäre, und nicht eine der angewandten Beobachtungsweisen, welche nicht zum Fortschritt der Wissenschaft gedient hätte. Man darf sich also nicht wundern, wenn die meisten Physiker die Zahl 0,847 für die specifische Wärme des Wasserdampfs mit gröſserem Vertrauen angenommen haben als die Urheber selbst.

Dennoch scheint mir, den vorstehenden Betrachtungen zufolge, die Genauigkeit dieses Resultats wenig wahrscheinlich, und nach schärferer Prüfung des Versuchs der HH. Delaroche und Bérard bin ich zu glauben geneigt, daſs er wirklich eine gröſsere Zahl als 0,847 giebt.

Folgendes ist nämlich die Stelle, welche sich auf diese Rechnung bezieht [1]). Nachdem sie hinter einander zwei Versuche gemacht haben, den einen mit trockner Luft, den anderen mit feuchter, bei 39° mit Wasserdampf gesättigter Luft, sagen die Verfasser:

„Der Unterschied zwischen den Resultaten dieser beiden, genau unter denselben Umständen gemachten Versuche beträgt also $9°,5 - 8°,4 = 1°,1$, und das ist der Effect des Wasserdampfs.“

„Das Barometer stand während der Dauer des Versuchs auf $0^{mm},7596$, und andrerseits ist die Spannung des Wasserdampfs bei 39° C., zufolge der Dalton'schen Tafel, gleich $0^{mm},0505$; folglich stand in der mit Dampf gesättigten Luft das Luftvolum zum Dampfvolum in dem Verhältniſs 15 : 1. Da der Effect elastischer Flüssigkeiten auf das Calorimeter unter gleichen Umständen proportional ist der durchströmenden Menge, so folgt aus obigen Versuchen, daſs wenn ein Volum trockner Luft die Temperatur des Calorimeters um 8°,4 über die der umgebenden Luft erhöht, ein gleiches Volum Dampf, unter sonst gleichen Umständen, sie um 16°,5 erhöhen wird. Wenn folglich die specifische Wärme der Luft gleich eins ist, wird die eines

1) *Annales de chimie* (1813), *T. LXXXIV, p.* 131.

gleichen Volums Dampf 1,96 seyn, und die eines gleichen Gewichts 3,136, welches, multiplicirt mit 0,2669, der specifischen Wärme der Luft in Bezug auf Wasser, giebt: 0,847.“

Ohne in anderweitige Betrachtungen einzugehen und mich bloſs an den in dieser Stelle angedeuteten Gang haltend, bemerke ich, daſs da beim Durchgang der feuchten Luft durch das Calorimeter das Volum des Dampfs $\frac{1}{16}$ von dem der Luft war, wirklich nur $\frac{15}{16}$ des Volums an Luft durchgingen, welche folglich in dem Calorimeter einen Effect hervorbringen muſsten gleich $\frac{15}{16}$ von 8°,4 oder 7°,875. Die Wirkung des Dampfs war also 9°,5 — 7°,875 = 1°,625 statt 1°,1. Dieser Unterschied muſs mit 16 multiplicirt werden, um den Effect des Dampfs mit dem der trocknen Luft vergleichbar zu machen; mithin hatte der Dampf für sich im Calorimeter eine Erhöhung von 26° hervorgebracht. Bei gleichem Volum ist seine Capacität also gleich $\frac{26}{8,4} = 3,1$ in Bezug auf die der Luft, und bei gleichem Gewicht gleich $3,1 \times \frac{8}{5} = 4,96$; endlich ist sie $4,96 \times 0,2669 = 1,32$, wenn man sie auf Wasser bezieht.

Wenn ich nicht selbst einen Fehler bei dieser Berichtigung begehe, so würde folgen, daſs der Versuch von Delaroche und Bérard, wenn er die specifische Wärme des Wasserdampfs auch nicht sehr genau giebt, doch wenigstens andeutet, daſs deren Werth eher über als unter der des flüssigen Wassers liegt.

Bei den Unsicherheiten, die einerseits rücksichtlich der specifischen Wärme des Wasserdampfs übrig bleiben können, und andrerseits sowohl meinen Resultaten über die latente Wärme bei 0°, als der Zahl 537 selber anhaften mögen, bin ich geneigt zu glauben, daſs der wahre Werth z sehr nahe an 0,02 oder 0,03 liege; dieſs giebt für den Capacitätscoëfficienten des Wasserdampfs:

$$k = 1,020 \quad \text{oder} \quad k = 1,031.$$

Jedenfalls kann der Werth von $q - q_{,}$ als wesentlich

negativ für $t < t_{\prime}$ und positiv für $t > t_{\prime}$ sich nicht so rasch verändern als $s(t - t_{\prime})$, und daraus folgt, daſs die latenten Wärmen des Wasserdampfs mit steigender Temperatur langsam abnehmen, obwohl die gesammten Wärmemengen selbst zunehmen. Indeſs zeigt eine leichte Rechnung, daſs das Verhältniſs der latenten Wärmen nicht gleich ist dem Verhältniſs der specifischen Wärmen, obgleich es in demselben Sinne variirt.

Dieser Schluſs gilt auch für den Alkohol und sehr wahrscheinlich für den Aether; ich sehe also bis jetzt keine Flüssigkeit, deren latente Wärme mit der Temperatur zunehme.

§. III.

7. Wir können nun zur Untersuchung einer anderen Ordnung von Phänomenen übergehen. Man kennt die groſse und schöne Arbeit des Hrn. Faraday über die Liquefaction der Gase [1]). Dieser geschickte Physiker hat nicht nur die meisten der Körper, die seit ihrer Entdeckung gewissermaſsen als eben so bleibend elastische Flüssigkeiten wie die Luft betrachtet wurden, liqueficirt und solidificirt, sondern auch die Spannungsmaxima gemessen, welche diese neue Art von Dämpfen bei verschiedenen Temperaturen ausüben. Wir besitzen sonach für diese mit so groſser Spannkraft begabten und, wenn sie in flüssigen Zustand versetzt sind, so schwer zu behandelnden Körper zwar wenig ausgedehnte, aber sehr analoge Elasticitätstafeln, wie für den Wasserdampf.

Die folgende Tafel, die ich aus der fünften Auflage meiner *Eléments de Physique, p.* 345, entnehme, faſst diese Angaben für *sechs* der schwerst liqueficirbaren Körper zusammen. Die Temperaturen sind darin in Centigraden, und die Spannungen in Atmosphären ausgedrückt:

1) Annal. Ergänzungsband II. S. 193.

Temperatur.	Oelbildendes Gas.	Kohlensäure.	Stickstoffoxydul.	Chlorwasserstoffgas.	Schwefelwasserstoffgas.	Arsenwasserstoffgas.
— 87°,2			1,0			
— 84 ,4			1,1			
— 81 ,7			1,2			
— 78 ,9		1,2	1,4			
— 76 ,1			1,6			
— 73 ,3	9,3	1,8	1,8	1,8	1,0	
— 70 ,5			2,0			
— 67 ,8	10,3	2,8	2,3	2,4	1,2	
— 65 ,0			2,7			
— 62 ,2	11,3	3,9	3,1	3,1	1,3	
— 59 ,4		4,6	3,6			0,9
— 56 ,7	12,5	5,3	4,1	4,0	1,6	1,1
— 53 ,9			4,7			
— 51 ,1	13,9	7,0	5,4	5,1	1,9	1,4
— 48 ,3			6,1			
— 45 ,5	15,4	8,9	6,9	6,3	2,4	1,8
— 42 ,8			7,8			
— 40 ,0	17,0	11,1	8,7	7,7	2,9	2,3
— 37 ,2			9,7			
— 34 ,4	18,9	13,5	10,9	9,2	3,5	2,8
— 31 ,7			12,0			
— 28 ,9	21,2	16,3	13,3	10,9	4,2	3,5
— 26 ,1		17,8	14,7			
— 23 ,3	23,9	19,4	16,1	12,8	5,1	4,3
— 20 ,5			17,7	13,9		4,7
— 17 ,8	27,2	22,8	19,3	15,0	6,1	5,2
— 15 ,0		24,8	21,1			
— 12 ,2	31,7	26,8	22,9	17,7	7,2	6,2
— 9 ,4		29,1	24,8			
— 6 ,7	36,8	30,7	26,8	21,1	8,4	7,4
— 3 ,9			28,9	23,1		
— 1 ,1	42,5	37,2	31,1	25,3	9,9	8,7
+ 1 ,7			33,4			
+ 4 ,4				30,7	11,8	10,0

Untersuchen wir zuvörderst die drei ersten dieser Körper. Zur Abkürzung der Rechnung begnüge ich mich aufs Gerathewohl einen Theil der beobachteten Temperaturen und Drucke herauszugreifen, um sie in der Bedingungsgleichung (7) zu substituiren und daraus die Werthe von z herzuleiten. Die Resultate sind in folgender Tafel enthalten.

Re-

Resultate für das ölbildende, Kohlensäure- und Stickstoffoxydulgas, $t_{\prime} = - 40^{0}$ genommen.

Temperatur.	Oelbild. Gas.		Kohlensäure.			Stickstoffoxydul.		
	p.	*z.*	*p.*	*z.*	$q - q_{t'}$	*p.*	*z.*	$q - q_{t'}$
— 67°,8	10,3	0,255	2,8	0,0926	+ 6,76	2,3	0,0959	+ 7,36
— 56 ,7	12,5	0,243	5,3	0,1012	+ 3,24	4,1	0,0995	+ 3,89
— 45 ,5	15,4	0,242	8,9	0,1084	+ 0,89	6,9	0,1033	+ 1,04
— 40 ,0	17,0		11,1		+ 0,00	8,7		0,00
— 34 ,4	18,9	0,225	13,5	0,1218	— 0,69	10,9	0,1058	— 1,04
— 23 ,3	23,9	0,204	19,4	0,1248	— 1,89	16,1	0,1130	— 2,62
— 12 ,2	31,7	0,182	26,8	0,1285	— 2,87	22,9	0,1171	— 3,92
— 6 ,7	36,8	0,173	30,7	0,1317	— 3,17	26,8	0,1191	— 4,44
— 1 ,1	42,5	0,169	37,2	0,1200	— 3,82	31,1	0,1217	— 4,88

Bei der Kohlensäure und dem Stickstoffoxydul wachsen die Werthe von z in stetiger Weise mit der Temperatur wie beim Wasserdampf; nur scheinen sie etwas gröſser zu seyn, allein die Unterschiede haben nichts Ungewöhnliches. Es scheint demnach, daſs die in diesen Dämpfen enthaltenen Wärmemengen ebenfalls regelmäſsig entweder wachsen oder abnehmen; sie werden wachsende seyn, wenn man z unterhalb der unteren Gränze nehmen muſs, und abnehmende im umgekehrten Falle. Zur Entscheidung zwischen diesen beiden Fällen stehen hier nicht die latenten Wärmen zu Hülfe, allein wir haben ein anderes weit genaueres Datum. Durch die akustischen Versuche von Dulong ist der Capacitätscoëfficient dieser Gase direct bestimmt worden; es ist bei der Kohlensäure $k = 1{,}339$ und beim Stickstoffoxydul $k = 1{,}343$, mithin $z = 0{,}253$ und $z = 0{,}255$.

Es ist also die obere Gränze, die man wählen muſs, und daraus ergiebt sich die sehr bemerkenswerthe Folgerung, daſs die zwei in Rede stehenden Dämpfe von abnehmenden Wärmemengen sind. Während also 1 Kilogramm Wasserdampf im Maximo der Spannung desto gröſsere Wärmemengen enthält, je höher die Temperatur ist, hält umgekehrt 1 Kilogramm Kohlensäuredampf oder Stickstoffoxyduldampf desto mehr Wärme, je niedriger die Temperatur ist.

Es giebt folglich zwei Klassen von Dämpfen; eine mit wachsender Wärme und eine mit abnehmender. Wasserdampf ist der Typus der ersten, Kohlensäuredampf der der zweiten.

Da man den Capacitätscoëfficient und die specifische Wärme der Kohlensäure und des Stickstoffoxyduls in Bezug auf Wasser kennt, so ist es möglich, die Zahl von Wärmeeinheiten zu berechnen, welche durch Erkaltung gewonnen oder durch Erwärmung verloren werden. Das Resultat dieser Rechnung ist in der Spalte $q - q_{,}$ angegeben; man sieht daraus, daſs der Kohlensäuredampf, wenn er von — 40° C. bis — 67°,8 C. erkaltet, 6,76 Wärmeeinheiten gewinnen muſs, und daſs er umgekehrt, wenn er sich von — 40° C. bis — 1°,1 C. erwärmt, 3,82 Einheiten verlieren muſs. Beim Stickstoffoxydul sind die Gewinne und Verlüste an Wärme etwas beträchtlicher.

Ehe wir diese beiden Körper verlassen, müssen wir in Erinnerung bringen, was wir vorhin in allgemeiner Weise gesagt haben, daſs nämlich die latenten Wärmen mit sinkender Temperatur bedeutend zunehmen, und umgekehrt mit steigender sehr rasch abnehmen müssen.

Auf den ersten Blick würde man zu glauben geneigt seyn, daſs das von Hrn. Cagniard-Delatour beobachtete Phänomen des Verschwindens der Flüssigkeiten mit der Bewegung der latenten Wärmen verknüpft sey, und daſs es eintrete, wenn die latente Wärme Null werde. Dieser Schluſs scheint mir aber voreilig; um hierüber eine bestimmte Meinung zu fassen, müſste man wissen, wie die Flüssigkeiten bei hohen Temperaturen und so starken Drucken ihre Wärmecapacitäten verändern.

8. Das ölbildende Gas zeigt zwei ungewöhnliche Anomalien: 1) die aus der Bedingungsgleichung gezogenen Werthe von z nehmen ab mit steigender Temperatur; 2) sind die einen gröſser und die anderen kleiner als 0,193, welcher sich aus den von Dulong für das ölbildende Gas gelieferten Capacitätscoëfficienten ergiebt.

Die Theorie würde hier höchst mangelhaft seyn. Allein was ist ölbildendes Gas? War das, welches Dulong ertönen lieſs, identisch mit dem, welches Faraday der Zusammendrückung unterwarf? Dieſs ist zweifelhaft, denn es giebt vielleicht keinen Körper, dessen Identität schwieriger zu erweisen wäre, wie dieser. Dulong wuſste dieſs wohl, und Hr. Faraday hat auch bei Portionen dieses Gases, die ganz einerlei zu seyn schienen, unerklärliche Verschiedenheiten in der Spannkraft bemerkt. Ueberdieſs sagt Hr. Faraday selber zuletzt, daſs die Drucke, welche den niedrigen Temperaturen entsprechen, zu stark sind, als daſs man das Vorhandensein eines einzigen Körpers zugeben könnte. Ich bin daher zu glauben geneigt, daſs die seltsamen und so widersprechenden Zahlen, welche das ölbildende Gas zeigt, keinen ernstlichen Einwurf gegen die theoretischen Formeln abgeben.

Es ist nur zu vermuthen, entweder, daſs das Gas wirklich aus zwei verschiedenen Gasen bestehe, wie Hr. Faraday schon geäuſsert hat, oder wenigstens, daſs der Druck isomere Flüssigkeiten bilde, deren Dämpfe nicht mehr identisch mit dem ursprünglichen sind.

9. Die folgende Tafel enthält die Resultate der Rechnung für das Chlorwasserstoff-, Schwefelwasserstoff- und Arsenwasserstoffgas, dabei $t_{,} = -40^{\circ}$ C. genommen.

Temperaturen.	Chlorwasserstoff.		Schwefelwasserstoff.		Arsenwasserstoff.	
	p.	*z.*	*p.*	*z.*	*p.*	*z.*
— 73°,3	1,8	0,107	1,0	0,145		
— 67 ,8	2,4	0,109	1,2	0,144		
— 62 ,2	3,1	0,111	1,3	0,125		
— 56 ,7	4,0	0,115	1,6	0,126	1,1	0,101
— 51 ,1	5,1	0.118	1,9	0,115	1,4	0,098
— 45 ,5	6,3	0,120	2,4	0,127	1,8	0,098
— 40 ,0	7,7		2,9		2,3	
— 34 ,4	9,2	0,134	3,5	0,127	2,8	0,121
— 23 ,3	12,8	0,121	5,1	0,109	4,3	0,096
— 17 ,8	15,0	0,137	6,1	0,123	5,2	0,112
— 12 ,2	17,7	0,136	7,2	0,125	6,2	0,114
— 1 ,1	25,3	0,130	9,9	0,126	8,7	0,116
+ 4 ,4	30,7	0,125	11,8	0,125	10,0	0,119

Da die Intervalle hier näher zusammenliegen, so darf man sich nicht wundern, daſs diese Gase keine so vollständige Regelmäſsigkeit zeigen, wie die früheren. Beim Chlorwasserstoff und Arsenwasserstoff sind die Werthe von *z* offenbar wachsende mit der Temperatur; allein das Schwefelwasserstoff zeigt zu groſse Anomalien, als daſs man einen sicheren Schluſs ziehen könnte.

Die Capacitätscoëfficienten und die latenten Wärmen dieser drei Gase fehlen uns, um zu entscheiden, welche Gränze man für *z* zu wählen habe, und zu welcher Klasse also diese Dämpfe gehören.

Beim schwefligsaurem Gase, beim Cyan- und Ammoniakgas scheinen mir die Temperaturintervalle und besonders die Druckintervalle, welche die bisherigen Versuche umfassen, zu beschränkt, als daſs es möglich wäre, sie unter diesem Gesichtspunkt zu benutzen; indeſs haben die Werthe von *z* einen regelmäſsigen Gang und sind den vorstehenden sehr analog.

10. Angenommen die Dämpfe seyen in für die Wärme undurchdringlichen Gefäſsen enthalten, so verhalten sie sich, der Ausdehnung oder Zusammendrückung unterworfen, sehr verschieden, je nachdem sie zu dem einen oder zu dem andern Typus gehören, d. h. je nachdem sie von zu- oder abnehmender Wärme sind.

Da der Wasserdampf beim Spannungsmaximo desto weniger Wärme enthält, je niedriger die Temperatur ist, so folgt, daſs derselbe, wenn man von ihm z. B. 1 Kilogramm von 100° C. unter dem Druck von $0^{mm},760$, das bekanntlich ein Volum von 1700 Litern einnimmt, sich, ohne Gewinn oder Verlust an Wärme, in einen viel gröſseren Raum, z. B. 10 oder 100 Cubikmeter, ausdehnen läſst, dann, wegen Abnahme der Wärmecapacität, eine geringere Temperatur und eine geringere Spannkraft besitzt, aber er wird nun nicht mehr auf dem Maximo der Spannkraft seyn; denn da er in diesem neuen Zustand all die Wärme besitzt, welche er bei 100° besaſs, so beträgt die-

selbe mehr als er bedarf, um bei dieser niederen Temperatur auf dem Spannungsmaximo zu seyn. Er wird also ein überhitzter Dampf seyn, der bei demselben Volum erkaltet werden muſs, um auf den Sättigungspunkt zu gelangen.

Geht man von demselben Punkt, nämlich 100°, aus und comprimirt den Dampf bis auf ein Zehntel oder Hundertel des Volums, so steigt die Temperatur mit dem Druck, aber der Raum hört keinen Augenblick auf, gesättigt oder vielmehr übersättigt zu seyn; denn da der Dampf bei den kleineren Volumen und den höheren Temperaturen nur die ursprüngliche Wärme bei 100° C. besitzt, welche dann unzulänglich wird, so müssen sich immerfort gröſsere Portionen des Dampfes liquefiren, um durch ihre latente Wärme dem rückständigen Dampfe den nöthigen Ersatz zu liefern.

Die Dämpfe vom Typus des Wasserdampfs werden also durch Ausdehnung nicht condensirt, wohl aber durch Zusammendrückung. Dagegen werden die Dämpfe vom Typus der Kohlensäure durch Ausdehnung condensirt, und nicht durch Zusammendrückung.

Diese Betrachtungen, analytisch ausgedrückt, geben die Gränzen für die Wärmemengen, welche die Dämpfe verlieren können.

Man dehne Wasserdampf aus, von $t_{,}=100°$ und $p_{,}=1$ Atmosph. an gerechnet; seine Temperatur werde t', sein Druck p' und seine Wärmecapacität c'.

Weil der Dampf keine Condensation erfährt und sich wie ein Gas verhält, sind t', p' und c' verknüpft durch die Bedingungsgleichungen:

$$\frac{a+t'}{a+t_{,}} \cdot \left(\frac{p_{,}}{p}\right)^{z} = 1\,; \qquad c' = c_{,}\left(\frac{p_{,}}{p}\right)^{z}.$$

Gesetzt nun, es erkalte bei diesem Ausdehnungszustand der Dampf, bei demselben Volum, bis er auf sein Spannungsmaximum p und die entsprechende Temperatur t gelangt; dann hat man:

$$q - q_{\prime} = c_{\prime}(a + t_{\prime})\left[\frac{a+t}{a+t_{\prime}} \cdot \left(\frac{p_{\prime}}{p}\right)^{z} - 1\right].$$

Die Capacität bei constantem Volum ist $\frac{c'}{k}$, und die verlorne Wärmemenge beträgt $\frac{c'}{k}(t' - t)$, welche gleich $-(q - q_{\prime})$ seyn muſs.

Allein die beiden obigen Bedingungsgleichungen geben:

$$\frac{c'}{k}(t' - t) = \frac{c'}{k}(a + t_{\prime})\left[1 - \frac{a+t}{a+t_{\prime}} \cdot \left(\frac{p_{\prime}}{p}\right)^{z}\right].$$

Dieser Werth, combinirt mit dem von $q - q_{\prime}$, führt zu:

$$\left(\frac{p}{p'}\right)^{z} = k - \left(\frac{k-1}{y}\right), \quad \text{mit } y = \frac{a+t}{a+t_{\prime}}\left(\frac{p_{\prime}}{p}\right)^{z}.$$

Die Spannkraft p ist, wie gesagt, immer kleiner als p'; es muſs indeſs $\left(\frac{p}{p'}\right)^{z} > 0$ seyn, woraus folgt $y > z$.

Also für $t < t_{\prime}$ sind die Werthe von y kleiner als eins; aber z ist eine untere Gränze, unterhalb welcher y nicht hinabsinken kann.

Folglich kann 1 Kilogramm Wasserdampf nicht existiren, wenigstens wenn der Unterschied zwischen der Wärmemenge des Dampfes von 100° und der seinigen nicht kleiner ist als $c_{\prime}(372)(1 - z)$ oder $c_{\prime} \times 334$, dabei $z = 0{,}02$ genommen; dieſs giebt 284 Einheiten, wenn man die von De la Roche und Bérard gefundene specifische Wärme des Wasserdampfs annimmt. Anders gesagt: das Kilogramm Wasserdampf im Maximo der Spannung, welches die möglichst wenige Wärme enthält, würde davon nicht 284 Einheiten weniger enthalten als das Kilogramm Wasserdampf bei 100°; aber umgekehrt das Kilogramm Wasserdampf, welches die meiste Wärmemenge enthält, könnte davon stets wachsende Mengen enthalten, weil nichts für y eine obere Gränze ergiebt.

(Schluſs dieses Aufſatzes S. VIII des Inhalts.)

V. *Bemerkungen über die Temperatur des Weltmeers in verschiedenen Tiefen; von E. Lenz.*

(Aus den *Bullet. phys.-mathém.* der St. Petersb. Acad. T. V.)

Bei dem Vortrage der physikalischen Geographie an der hiesigen Universität wurde ich veranlaſst, sämmtliche Beobachtungen zu durchmustern, welche auf verschiedenen Seereisen über die Temperatur des Weltmeeres in der Tiefe angestellt worden sind. Man findet eine Zusammenstellung derselben in dem neuen Gehler'schen Lexicon, Artikel: Meer, S. 1676, wozu noch die Beobachtungen von Durville und Beechey hinzuzufügen sind, um so ziemlich Alles zusammen zu haben, was über diesen Gegenstand bekannt gemacht worden ist.

Die meisten dieser Beobachtungen, meine eigenen ausgenommen, wurden mit dem Thermometrographen angestellt und vorzüglich mit dem Six-Thermometer. Dabei ist aber zu bemerken, daſs alle Instrumente der Art einer Fehlerquelle unterworfen sind, auf welche die Beobachter bisher nicht aufmerksam geworden sind, nämlich die Zusammendrückung des Gefäſses oder der Kugel, welche die thermometrische Substanz (Weingeist) enthält, besonders bei dem ungeheuern Drucke in Tiefen von mehreren 1000 Fuſsen. Von der Wirkung des starken Druckes auf eine Thermometerkugel war ich Zeuge bei einer Reihe von Versuchen, welche Parrot anstellte, um den Einfluſs eines starken Drucks auf verschiedene Substanzen zu ermitteln, und welche er in den Memoiren der Academie (*VI. Série Sc. math. ph. et natur., T. II, p.* 595) bekannt gemacht hat. Man wird dort erwähnt finden, daſs ein Druck von 100 Atmosph. das Thermometer um 20°,5 steigen machte, ohne daſs sich die Temperatur im Geringsten geändert hätte, wie ein zweites Thermometer bewies, welches vor dem Druck durch eine Messingröhre geschützt war.

Daſs ein ähnliches scheinbares Steigen des Thermometers auch bei den Thermometergraphen stattfinden muſs, sobald dieselben dem groſsen Druck von 100 oder 200 Atmosph. ausgesetzt sind, ist wohl nicht zu bezweifeln, wenn auch die Wirkung hier weniger bedeutend seyn wird, da bei Instrumenten dieser Art die thermometrische Substanz nicht in einer angeblasenen Kugel, sondern in angelötheten röhrenartigen Gefäſsen von dickerem Glase enthalten ist. Ja es scheint, daſs bei einigen der uns vorliegenden Beobachtungen dieser Einfluſs des Druckes auf das Thermometergefäſs aus den Resultaten selbst nachzuweisen sey; namentlich ist dieses der Fall bei den von Horner auf der Krusenstern'schen Expedition angestellten Versuchen der Art. Wir besitzen von ihm, auſser mehreren vereinzelten Beobachtungen, drei Reihen, wo an einem und demselben Orte die Temperatur in verschiedenen Tiefen bestimmt wurde. Sie sind die folgenden, wo die Tiefe in Pariser Fuſsen, die Temperatur aber in Centesimalgraden angegeben ist.

Tiefe.	Temperatur.	Tiefe.	Temperatur.	Tiefe.	Temperatur.
180	21,6	90	21,2	84	7,0
540	18,2	180	20,3	96	2,5
600	18,0	378	18,7	108	— 0,2
720	18,0	840	16,6	126	— 1,5
		1020	16,6	180	— 1,7
		1200	16,6	360	— 1,7
				660	— 1,7
				680	— 1,7

Bei allen drei Reihen sieht man, daſs die Temperatur in den Tiefen constant wird; wenn dieses auch in der dritten Reihe vielleicht wirklich der Fall war, da die dort beobachteten niedrigen Temperaturen einen ganz exceptionellen Fall ausmachen und von keinem andern Beobachter in dieser Breite von 53° gefunden worden sind, also auch nicht an ihnen controlirt werden können, so darf bei den beiden übrigen Reihen dieses Gleichbleiben, welches in der ersten von 600, in der zweiten von 800

Fuſs beginnt, doch auf keinen Fall als naturgemäſs zugestanden werden, da sämmtliche anderweitige Beobachter in diesen Tiefen noch eine entschiedene Abnahme der Temperatur fanden. Es ist hier vielmehr sehr wahrscheinlich, daſs die nicht sehr bedeutende Abnahme durch das scheinbare Steigen des Thermometers in Folge des Drucks compensirt wurde.

Ganz aus ähnlichem Grunde scheint mir auch das Instrument, welches Capt. Beechey bei seinen zahlreichen Versuchen benutzt hat, einer bedeutenden Zusammendrückung unterworfen gewesen zu seyn, denn sehr oft wird die Temperatur in gröſseren Tiefen höher als in weniger bedeutenden desselben Ortes. Auch ist bei ihm die Temperatur in Tiefen von mehr als 3000 Fuſs nie unter 5° in Breiten, wo meine Beobachtungen, die von dem Einfluſs des Drucks unabhängig waren (vergl. *Mém. de l'Acad, sc. math., phys. et nat., T. I*)[1]), da das Thermometer die Temperatur der heraufgeholten Wassermasse nach Aufhebung des Drucks oben auf dem Schiff angab, in diesen Tiefen eine Temperatur von 2° bis 3° anzeigten. Indessen kommen bei Beechey Unregelmäſsigkeiten vor, welche man aus einer Fehlerquelle herleiten kann, die in der Construction des Thermometers selbst zu suchen ist. Bekanntlich wird bei den Thermometrographen von Six ein Eisenstift in der Thermometerröhre durch eine nach auſsen drückende Spiralfeder in jeder beliebigen Höhe schwebend erhalten, während dieser Index beim Steigen der Quecksilbersäule in dieselbe eintaucht und durch sie gehoben wird, sobald das Gewicht des verdrängten Quecksilbers, vereint mit der Capillaritätswirkung desselben zwischen Eisen und Glasröhre, das Gewicht des Stiftes anfängt um mehr zu übertreffen, als die Reibung der Stahlfeder an der Glasröhre beträgt. Nun kann diese Reibung unmöglich in der ganzen Länge der Glasröhre als gleich angenommen werden, und folglich wird der Stift an ver-

1) S. Ann. Bd. 20, S. 73.

schiedenen Stellen der Röhre bei verschiedener Tiefe des Eintauchens ins Quecksilber anfangen sich zu heben, so daſs es ungewiſs bleibt, welchen Theil des Stifts man ansehn müsse, als denjenigen, welcher der Höhe des Quecksilbers entspricht; der hierdurch entstandene Fehler ist kein constanter, der durch eine einzige Vergleichung des Thermometrographen mit einem sonst richtigen Thermometer eliminirt werden kann. Nimmt man hierzu die Wirkung, die der nur durch Reibung schwebend erhaltene Index bei jedem stoſsweisen Heraufziehen des Seiles erleiden muſs, so sieht man wohl ein, daſs bei manchen Instrumenten der Art bedeutende Unrichtigkeiten vorkommen können. Dennoch sind solche Thermometrographen von sehr groſsem Nutzen, und der Zweck der vorhergehenden Bemerkungen ist keineswegs, ihren Gebrauch zu verdächtigen, sondern ich wünschte durch dieselben künftige Beobachter dazu zu veranlassen, ihre Instrumente der Art vor dem Gebrauch einer sorgfältigen Prüfung zu unterwerfen, und namentlich den Einfluſs des Druckes auf dieselben zu ermitteln; es ist dieses ja ohnehin die Pflicht des gewissenhaften Beobachters, er mag sich noch so vollkommen construirter Instrumente bedienen.

Wenn ich nach dem Obigen glaube, daſs die Beobachtungen mit dem Thermometrographen, besonders in gröſseren Tiefen, mehrentheils einer nicht unbedeutenden Correction bedürfen, so können dieselben doch immer mit groſsem Nutzen gebraucht werden, wenn es Resultate gilt, die durch vergleichende Beobachtungen in denselben Tiefen erhalten werden. Wenn es z. B. die Frage gilt, ob die Temperatur in gröſseren Tiefen des Meeres von der an der Oberfläche abhängig sey oder nicht, namentlich in solchen Tiefen, bis zu denen die Wärmestrahlen des Sonnenlichts nicht mehr dringen, so können wir uns zweier Beobachtungsreihen von Capitain Kotzebue bedienen, welche er auf seiner ersten Expedition auf dem „Rurik“ zu zwei verschiedenen Jahreszeiten im stillen

Ocean in der Breite von 36° N. anstellte; sie sind die folgenden:

	Länge = 148 W.	= 161 O. von Greenw.
	September.	Juni.
Tiefe in Fuſs. = 0	Temp. = 22,1	16,1
150	 13,8	13,6
600	 11,5	11,5
1600	 6,7	6,1

Wir sehen hieraus, daſs, obgleich die Temperatur der Oberfläche in diesen beiden Reihen von 6° variiren, die Temperaturen der Tiefe dennoch fast genau dieselben sind. Leider fand ich nicht mehr solcher Reihen, die ich auf ähnliche Weise benutzen konnte. Beechey's Beobachtungen geben kein bestimmtes Resultat, bald fiel es eben so aus wie bei den Reihen von Kotzebue, bald anders. Ich habe die Reise Beechey's nicht zur Hand, sondern nur einen Auszug derselben; ich vermuthe fast, er habe sich in den verschiedenen Jahren verschiedener Instrumente bedient, oder die geringe Uebereinstimmung der Resultate seines Instruments lassen sich aus der oben erwähnten Fehlerquelle desselben erklären.

Eine andere Frage, und zwar diejenige, welche den Hauptgegenstand dieser Bemerkungen ausmacht, ist diejenige, wie die Abnahme der Temperatur mit Zunahme der Tiefe in verschiedenen Breiten sich verhalte? Zur Beantwortung dieser Frage bedarf es einer beträchtlichen Anzahl von Beobachtungen, die an demselben Instrumente angestellt und also mit einander vergleichbar sind, und möglichst in denselben Tiefen, damit ein etwaniger Einfluſs des Druckes von keinem Einfluſs auf das Resultat sey. Diese Bedingungen werden erfüllt von einer Reihe von Beobachtungen, welche Kotzebue während seiner ersten Reise, auf dem „Rurik", vermittelst des Sixthermometers anstellte; sie sind ziemlich zahlreich und sämmtlich in Tiefen von 300 bis 500 Fuſs engl. Maaſses angestellt worden. Ich habe in nachfolgender Tafel diejenigen dieser Beobachtungen, die im atlantischen Ocean angestellt sind,

nach der geographischen Breite zusammengestellt, wobei ich sie in Gruppen von 3° zu 3° geordnet, und aus jeder dieser Gruppen das Mittel genommen habe; hierzu habe ich die Temperaturen an der Oberfläche, aber nur als Mittel aus sämmtlichen Beobachtungen einer Gruppe, gefügt:

Breite.	Tiefe in englischen Fuſsen.	Temperatur C.	Mittel für Zonen von 3° Breite. Tiefe.	Temperatur.	Temp. an der Oberfl.
Nördliche Halbkugel:					
48 — 45	480 462 432	11,3 12,3 12,3	458	12,0	16,3
42 — 39	438	14,7	438	14,7	17,8
39 — 36	432 444 378	15,6 16,4 16,7	418	16,2	20,1
36 — 33	444 450	16,8 16,7	447	16,7	22,1
33 — 30	390	15,5	390	15,5	22,2
30 — 27	366 450	19,0 18,5	403	18,7	23,1
27 — 24	432	20,5	432	20,5	24,4
24 — 21	468 366	20,8 20,4	414	20,6	24,6
21 — 18	468	20,1	468	20,1	24,5
18 — 15	432 384	20,2 18,5	408	19,3	25,3
15 — 12	390	14,5	390	14,5	24,6
12 — 9	390	15,2	390	15,2	26,2
9 — 6	432 366	14,4 14,5	400	14,4	26,5
6 — 3	414 474 468 480 462	13,3 13,5 14,3 15,1 15,0	460	14,3	27,9
3 — 0	480 480 468 414 336	14,8 14,6 14,0 14,4 15,0	435	14,5	28,6
Südliche Halbkugel.					
0 — 3	480 480	13,9 13,9	480	13,9	28,3
3 — 6	432 378	13,3 14,0	405	13,6	27,6

Breite.	Tiefe in englischen Fuſsen.	Temperatur C.	Mittel für Zonen von 3° Breite.		
			Tiefe.	Temperatur.	Temp. an der Oberfl.
Südliche Halbkugel:					
6 — 9	336 366	15,0 17,8	351	16,4	27,0
9 — 12	420 432	15,6 18,5	426	17,0	26,1
12 — 15	366 336	15,4 16,7	351	16,0	24,6
15 — 18	276 334	17,0 14,5	305	15,7	23,2
18 — 21	390 366	17,0 16,0	378	16,5	22,9
33 — 36	324 516	17,8 16,8	420	17,3	20,8

Um eine leichtere Uebersicht der durch vorstehende Tabelle gelieferten Resultate zu erhalten, thut man gut, dieselben sich graphisch darzustellen, wie solches (im Originale) für die nördliche Halbkugel geschehen ist. Die Abscissen dieser Curve stellen die Breiten, von 3° zu 3° wachsend, die Ordinaten, abwärts gemessen, aber die Tiefen von 50 zu 50 Fuſs dar; in den Tiefen, bei welchen beobachtet worden ist, giebt die beistehende Zahl die Temperatur in der angezeigten Tiefe an. Es ergiebt sich hier mit einem Blicke eine Vertheilung der Temperaturen, welche sehr merkwürdig ist. Wir finden, daſs in der Tiefe von etwa 420 Fuſs die Temperaturen von 48° bis 27° nördl. Br. wachsen, von also 12 bis 20,5 Centesimalgraden; diese letzte Temperatur von 20,5 erhält sich bis zu 20° nördl. Br., dann aber nimmt die Temperatur wieder ab und bleibt von 15° N. bis zum Aequator constant, etwa 14°,5 C. Noch mehr in die Augen springend wird diese Temperaturvertheilung, wenn man es nach bloſser Schätzung versucht, eine Linie durch diejenigen Punkte zu ziehen, in welchen die Temperatur 14,5 angenommen werden kann, wie solches auf der Tafel in der That geschehen ist. Diese Linie, die ich die *submarine Isotherme*

von 14°,5 C. nennen will, kann natürlich, ihrer wahren Krümmung nach, aus den vorliegenden Beobachtungen nicht construirt werden, allein so viel folgt doch aus ihr mit Gewiſsheit, daſs diese *submarine Isotherme* sich vom 48° nördl. Br. an in die Tiefe senkt, ihre gröſste Biegung nach unten aber zwischen 27° und 20° nördl. Br. erhält, dann näher zum Aequator sich rasch nach oben erhebt und von 15° an eine fast horizontale Richtung behält bis zum Aequator. Die leider weniger zahlreichen Beobachtungen, welche unsere Tabelle für die südliche Halbkugel angiebt, sind doch zureichend, um ein ähnliches Verhalten auch hier anzudeuten. Bis 10° südlicher Breite haben wir auch hier dieselbe Temperatur, die von dort an sich steigert, aber aus Mangel an Beobachtungen nicht weiter als bis 21° verfolgt werden kann. Man findet also in einer den Aequator einschlieſsenden Zone (von 16° N. bis 10° S.) bei weit geringeren Tiefen eine so niedrige Temperatur, als welche in den diese Zone einschlieſsenden Gewässern des atlantischen Oceans erst in bedeutend gröſseren Tiefen aufgesucht werden muſs.

Auch für den nördlichen stillen Ocean findet sich eine hinlängliche Anzahl Beobachtungen von **Kotzebue**, um die Gültigkeit des Satzes auch hier auſser Zweifel zu setzen, wie die nachfolgende Tabelle beweist; nur sind hier die Tiefen weniger gleichmäſsig und im Allgemeinen gröſser wie im atlantischen Ocean.

Breite.	Tiefe in englischen Fuſsen.	Temperatur C.	Mittel für Zonen von 3° Breite.		
			Tiefe.	Temperatur.	Temp. an der Oberfl.
Nördliche Halbkugel:					
39 — 36	600	11,5	600	11,5	16,1
36 — 33	600 600	10,6 11,5	600	11,0	22,2
33 — 30	600	16,7	600	16,7	24,3
30 — 27	600 300	19,5 22,0	450	17,8	25,0

Breite.	Tiefe in englischen Fuſsen.	Temperatur C.	Mittel für Zonen von 3° Breite.		
			Tiefe.	Temperatur.	Temp. an der Oberfl.
Nördliche Halbkugel:					
21 — 18	438 366	21,2 16,1	402	20,7	26,8
18 — 15	456 540	19,5 20,4	498	20,8	27,7
15 — 12	558	16,3	558	16,3	27,8
12 — 9	468 492 438 600	19,4 13,5 14,0 19,5	499	16,6	28,8
9 — 6	600	13,4	600	13,4	30,5

Auch hier ist offenbar für dieselben Tiefen die Temperatur am höchsten zwischen 21°— 15° nördl. Br., und nimmt sowohl nach Norden, als nach dem Aequator zu, immer mehr und mehr ab.

Meine eigenen Beobachtungen, zu wenig zahlreich, um sie zu ähnlichen Bestimmungen zu benutzen, widersprechen doch wenigstens dem gewonnenen Resultate nicht. Bei 3450 Fuſs Tiefe fand ich unter 7° Breite eine Temperatur von 2°,2 C., während ich in der gröſseren Tiefe von 4250 Fuſs, aber unter 21° Breite, nur 2°,9 fand.

Die Gestalt der von mir gezogenen *submarinen Isotherme* leitet uns von selbst auf die Erklärung der auf den ersten Anblick befremdenden Erscheinung:

Die bis zu einer gewissen Tiefe durch die Sonnenwärme mehr erwärmte Wassermasse der Tropen kann nicht im Gleichgewicht bleiben mit den kälteren Wassermassen der mittleren und höheren Breiten; es muſs nothwendig ein Abflieſsen des wärmeren Wassers vom Aequator zu den Polen an der Oberfläche stattfinden, und dieses oben abflieſsende Wasser muſs in der Tiefe durch einen Strom des kälteren Wassers aus höheren Breiten zum Aequator ersetzt werden, das anfangs in fast horizontaler Richtung fortflieſsen wird, unter dem Aequator aber sich von unten nach oben erheben muſs. Auf diese Weise wird auf der

nördlichen Halbkugel ein groſser senkrechter Wirbel in dem Ocean stattfinden, der oben seine Richtung vom Aequator zum Pol, unten vom Pol zum Aequator hat. Da nun diese entgegengesetzt strömenden Wassermassen sich durch ihre verschiedene Temperatur auszeichnen, so erhalten wir in der *submarinen Isotherme* eine Andeutung der Richtung des unteren Theiles dieses Wirbels. Ein ganz ähnlicher, nur in entgegengesetzter Richtung sich drehender Wirbel wird auch in der südlichen Halbkugel stattfinden, so daſs in einer den Aequator umfassenden Zone durch beide vereint das Wasser fast in der Richtung von unten nach oben strömt, und man also das kalte Wasser in weit geringeren Tiefen antrifft, als in den beiden dieser Zone im Norden und Süden zunächst liegenden Zonen, wie solches die Beobachtungen in der That ergeben.

Es liegt nicht in meinem Zwecke, hier darauf einzugehen, wie die ursprüngliche Richtung dieses Wirbels an der Oberfläche durch Verminderung der Rotationsgeschwindigkeit und durch Einfluſs der Winde bedeutend abgeändert wird, so daſs das Wasser vielleicht erst nach bedeutenden Umwegen zu den Polargegenden gelangt, oder wie der untere Theil des Wirbels durch den Eintritt der Wassertheilchen in Breiten von gröſserer Rotationsgeschwindigkeit nach West abgelenkt wird; auf jeden Fall wird der letzte Einfluſs durch den Widerstand der westlichen Ufer der Oceane sehr vermindert werden, im Vergleich mit der ähnlichen Ablenkung, welche die Luftströmungen erleiden. Es genügt mir, in der Gestalt der *submarinen Isotherme* einen Beweis für die Strömung vom Pol zum Aequator in der Tiefe des Oceans geliefert zu haben. Es wäre höchst wünschenswerth, wenn künftige Seefahrer unsere Kenntniſs in diesem Punkte durch eine gröſsere Zahl von Beobachtungen mit ein und demselben Instrumente oder mit berichtigten Instrumenten mehr erweitern wollten, was mit sehr wenig Beschwerde und in sehr

kur-

kurzer Zeit geschehen kann. Wenn man sich damit begnügt, den Thermometrographen nur immer auf eine und dieselbe Tiefe von etwa 100 Faden herabzulassen, so kann diese Beobachtung in 15 Minuten beendigt werden, und man würde auf jeden Fall, bei häufiger Wiederholung derselben, besonders von 40° nördl. bis 40° südl. Br., Resultate erhalten, die weit lehrreicher für die physikalische Geographie ausfallen würden, als wie die Beobachtungen bisher angestellt wurden, wo man mehr auf die Bestimmung der Abnahme der Temperatur an ein und demselben Orte ausging, als auf vergleichende Bestimmungen verschiedener Orte.

Aus einer Strömung der unten kälteren Wassermasse von den Polen zum Aequator ergeben sich sogleich einige wichtige Folgerungen, nämlich:

1) Die überall bis auf Breiten von 60° nachgewiesene Abnahme der Temperatur mit der Zunahme der Tiefe, im Gegensatz mit der im festen Lande beobachteten Erscheinung.

2) Meine zahlreichen Bestimmungen des Salzgehaltes der Oceane haben gezeigt, daſs das Maximum des Salzgehaltes nicht auf dem Aequator stattfindet, sondern immer einige Grade nördlich und südlich vom Aequator (im atlantischen Ocean bei 23° N. und 17°,5 S.). Ich habe die Erscheinung aus der gröſseren Verdunstung in diesen Breiten zu erklären gesucht, welche aus der Mitwirkung der Passatwinde begreiflich ist, im Gegensatz zur Region der Calmen auf dem Aequator. (Vergl. *Mém. de l'Acad., sc. math., phys. et nat., T. I, p.* 507). Nach dem Obigen zweifle ich aber nicht, daſs auch der geringere Salzgehalt des in der Region der Calmen aufsteigenden Polarwassers wesentlich zu dem Phänomene beitrage.

3) Es ist eine von Humboldt, John Davy und Anderen gemachte Erfahrung, daſs das Wasser des Weltmeeres an der Oberfläche über Untiefen kälter ist, als in einiger Entfernung davon über gröſseren Tiefen. Diese

Erscheinung, deren Erklärung bisher wenig genügend gefunden wurde (Gehler's neues Lexicon, T. VI, 3, p. 1687), ist eine einfache Folgerung der Strömung des kälteren Wassers in der Tiefe vom Pol zum Aequator; wenn dieſes auf ein Hinderniſs stöſst, wie eine Untiefe ein solches darbietet, so wird es längs derselben wie auf einer schiefen Ebene ansteigen und sich der Oberfläche mehr nähern; daher wird sich diese selbst abkühlen.

VI. *Ueber das Delta und die Alluvionen des Missisippi; von Charles Lyell.*

(Aus einem Vortrage in der Versammlung Brittischer Naturforscher zu Southampton, 1846. — *Report of the* 16. *Meeting of the British Associat.*)

Als Delta des Missisippi kann derjenige Theil der groſsen Alluvialebene angesehen werden, welcher unterhalb oder südwärts der Abzweigung des obersten Fluſsarmes, Namens Atchafalaya, gelegen ist. Dieſs Delta hält etwa 14000 Quadratmeilen (engl.) in Fläche und erhebt sich von wenigen Zollen bis zu zehn Fuſs über den Spiegel des Meeres. Der gröſsere Theil derselben ragt über die allgemeine Küstenlinie in den Golf von Mexico hinein. Von gleichem Charakter ist die ebene Fläche im Norden bis Cape Girardeau, am Missouri, oberhalb der Einmündung des Ohio, welche nach Hrn. Forshey ein Areal von 16000 Quadratmeilen (engl.) hat und folglich gröſser ist als das Delta. Ihre Breite von Ost nach West ist sehr verschieden, beträgt am nördlichen Ende, an der Mündung des Ohio, 50 Meilen (engl.), bei Memphis 30, an der Mündung des White River 80, und zieht sich dann südlicher, bei Grand Golf, wieder auf 33 zusammen. Das Delta und die Alluvialebene steigen von dem Meer so

langsam an, daſs ihre Höhe an der Einmündung des Ohio, etwa 800 Meilen (engl.) auf dem Fluſs, nur 200 Fuſs über den Golf von Mexico beträgt.

Hr. Lyell beschreibt zunächst die mit Schilf bedeckten Schlammbänke an der Mündung des Missisippi-Stroms und der Lootsenstation Balize, geht dann zu der Menge von Treibholz über, welche die die Bänke durchschneidenden Bayons oder Kanäle verstopft, und verbreitet sich nun weitläuftig über das schmale Vorgebirge, welches zwischen New-Orleans und Balize von dem groſsen Strom und seinen Bänken gebildet wird. Das Vorrücken dieser sonderbaren Landzunge ist gewöhnlich als sehr rasch geschildert worden; allein Hr. Lyell und der ihn begleitende Dr. Carpenter sind zu einem entgegengesetzten Schluſs gelangt. Nach dem Vergleiche des jetzigen Zustands dieser Gegend mit der vor 180 Jahren von Charlevoix veröffentlichten Karte zweifeln sie, ob das Land im Ganzen mehr als eine Meile (engl.) innerhalb eines Jahrhunderts zugenommen habe.

Eine groſse, 18 Fuſs tiefe Grube, welche für die Gasanstalt in New-Orleans gemacht worden und an welcher im März 1846 noch gearbeitet wurde, zeigt viel des dortigen Bodens als bestehend aus feinem Thon oder Schlamm, mit unzähligen Baumstümpfen darin, die in aufrechter Stellung mit daran sitzenden Wurzeln in verschiedenen Niveaux verschüttet worden sind, zum Beweise, daſs früher Süſswassermoräste, bedeckt mit Bäumen, daselbst vorhanden waren, und der Missisippi bei Ueberschwemmung sein Sediment darüber ausbreitete, so daſs der Boden allmälig gehoben wurde. Da die Grube gegenwärtig etwa neun Fuſs über dem Meere liegt, so zeigt der tiefste dieser aufrechten Bäume, daſs der Boden, wo sie wuchsen, etwa neun Fuſs unter dem Meeresspiegel liegt. Auch zeigen entblöſste Stellen der lothrechten Bänke am Missisippi bei niedrigem Wasser, auf mehr als hundert Meilen vom Kopf des Deltas, vergrabene Baumstümpfe mit ihren Wurzeln

40*

in aufrechter Stellung; wobei man hin und wieder drei Reihen über einander sieht, zum Beweise, daſs der Fluſs bei seiner Wendung sich durch alte, mit Waldungen bedeckte Moräste, wo allmälig Alluvionen angehäuft wurden, Bahn gebrochen hat. Das alte verlassene Bett des Stroms, mit seinen oft funfzehn Fuſs über den niedrigen Grund der Nachbarschaft aufsteigenden Bänken, bezeugt auch das häufige Verschieben des Hauptstroms; und derselbe Schluſs ergiebt sich auch aus den hie und da vorkommenden sichelförmigen Seen, von vielen Meilen in Länge und einer halben Meile und darüber in Breite, welche einst groſse Krümmungen des Flusses gebildet haben, jetzt aber oft sehr weit von ihm liegen.

Durch das fortwährende Unterwaschen seiner Böschungen hindert der Missisippi das Entstehen groſser Handelsstädte an seinen Ufern; es ist ein sonderbarer Contrast zwischen dem Luxus und der Eleganz von mehr als achthundert schönen Dampfschiffen, von denen einige in Wahrheit schwimmende Paläste genannt werden dürfen, und der flachen, monotonen Wildniſs des ungelichteten Landes, welches sich zu beiden Seiten des groſsen schiffbaren Stroms auf Hunderte von Meilen ausbreitet.

Hr. Lyell besuchte im März 1846 die Gegend, welche im Jahre 1811—12 drei Monate lang durch das Erdbeben von New-Madrid erschüttert wurde. Ein Theil derselben, in den Staaten Missouri und Arkansas gelegen, heiſst jetzt „*the sunk country*". Es erstreckt sich etwa 70 Meilen (engl.) von Nord nach Süd, und 30 von Ost nach West, und ist meistentheils überschwemmt. Viele abgestorbene Bäume stehen noch aufrecht in dem Morast: eine weit gröſsere Zahl liegt darniedergestreckt. Selbst auf dem trocknen Grunde in der Nachbarschaft sind alle Waldbäume, die von vor 1811 herstammen, ohne Laub. Man vermuthet, sie seyen abgestorben, indem durch die wiederholten Erdstöſse von 1811—12 ihre Wurzeln lose wurden. Man sieht auch zahlreiche Spalten in dem Boden,

wo er sich 1811 öffnete; und viele Senklöcher oder Höhlungen, von 10 bis 30 Ellen Weite und zwanzig Fuſs oder mehr in Tiefe, unterbrechen nun das allgemeine Niveau der Ebene, welche durch das Hervorquellen groſser Massen von Sand und Schlamm während des Erdbebens gebildet wurde.

Zur Berechnung des Minimums der Zeit, welche zur Anhäufung der Alluvialmassen im Delta und Thale des Missisippi erforderlich war, stützt sich Hr. Lyell auf eine von Dr. Riddell zu New-Orleans gemachte Reihe von Versuchen, welche zeigt, daſs das mittlere jährliche Verhältniſs des Sediments im Strom zum Wasser, dem Gewicht nach $\frac{1}{1245}$, oder dem Volume nach etwa $\frac{1}{3000}$ ist. Aus den Beobachtungen desselben Herrn, denen des Dr. Carpenter und des Hrn. Forshey, eines ausgezeichneten Ingenieurs in Louisiana, wurde die mittlere Breite, Tiefe und Geschwindigkeit des Missisippi bestimmt, und daraus der mittlere jährliche Wasserabfluſs hergeleitet.

In der Annahme, die Dicke der Schlamm- und Sandablagerungen im Delta betrage 528 Fuſs (ein Zehntel einer engl. Meile), folgert er für den Golf von Mexico zwischen dem südlichsten Punkt von Florida und Balize eine mittlere Tiefe von 100 Faden. Da das Areal des Deltas etwa 14000 Quadr.-Meil., und die Masse der jährlich durch den Strom herabgeschwemmten festen Massen 3 702 758 400 Cubikfuſs beträgt, so müssen auf die Bildung des Ganzen 67000 Jahre verstrichen seyn; und wenn die Alluvionen in der oberen Ebene nur 264 Fuſs tief sind, d. h. halb so tief wie im Delta, so waren zu deren Anhäufung 33500 Jahre erforderlich, selbst wenn deren Areal nur als von gleicher Gröſse mit dem des Delta angenommen wird, während es in der That gröſser ist. Bringt man von der oben angenommenen Zeit etwas in Abzug für den Effect des Treibholzes, das mit dazu beigetragen haben muſs, jenen Raum auszufüllen, so muſs man andrerseits auch eine Zugabe einräumen für den Verlust an Materie, dadurch bewirkt,

daſs die feineren Schlammtheilchen nicht an der Mündung des Stroms abgelagert, sondern in die See geschwemmt, ja selbst durch den Golfstrom ins atlantische Meer geführt wurden. Indeſs die ganze Periode, während welcher der Missisippi seine erdige Bürde in den Ocean schaffte, obwohl sie vielleicht über 100000 Jahre beträgt, muſs unter geologischem Gesichtspunkt als unbedeutend erscheinen, da die das groſse Thal einfassenden (und deshalb von älterer Bildung datirenden) Abhänge (*bluffs or cliffs*), welche 50 bis 250 Fuſs senkrechte Höhe haben, gröſsten Theils aus Lehm besteht, der Land-, Fluſs- und Sumpfmuscheln von noch dasselbe Land bewohnenden Species enthält.

VII. *Ungewöhnliches Wallen des Ontario-See's; vom Prof. C. Dewey zu Rochester, New-York.*

(*Silliman's Journ. Ser. II, Vol. II, p.* 85.)

Am 20. September 1845 erlebte man am Ontario-See eine auffallende Erscheinung. Des Vormittags nämlich floſs das Wasser in Masse aus den Flüssen, Buchten, Häfen u. s. w., so daſs es an verschiedenen Punkten zu verschiedenen Tiefen sank, kehrte darauf nach 10 bis 12 Minuten zurück und stieg zu einem höheren Niveau als es zuvor besaſs. Diese Oscillation oder Ebbe und Fluth wiederholte sich mehrmals in Intervallen von 8 bis 12 Minuten. An der Mündung des Genesee-Flusses, sieben Meilen (engl.) von dieser Stadt (Rochester), fiel das Wasser zwei Fuſs unter sein Niveau, und stieg bald weit darüber. An mehren Orten längs den benachbarten Ufern wurden Boote auf einige Augenblicke aufs Trockne gesetzt. Zu Oswego, siebenzig Meilen östlich von hier, wurde eine groſse Masse Holz (*logs*) in den See geführt,

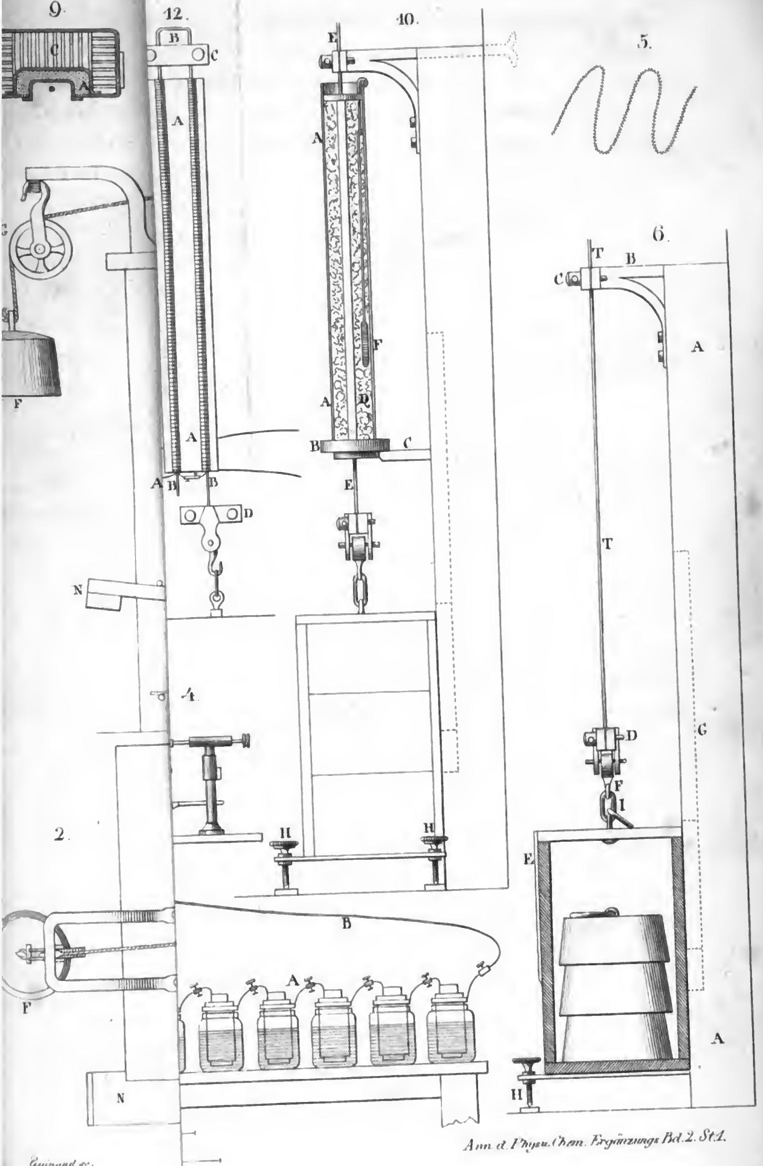
zum groſsen Schreck des Eigenthümers, der es jedoch bald nach seinem früheren Ort zurückkehren sah. Zu Cobourg, etwas westlich vom Genesee, und an der Canadischen Seite des See's, in einer Entfernung von ungefähr sechszig Meilen (engl.), beobachtete man ebenfalls ein wiederholtes Fallen und Steigen, am stärksten etwas vor Sonnenuntergang, wo das Wasser auf seinen höchsten Punkt oder etwa zwei Fuſs stieg. Beim Abflieſsen wurde die Küste an vielen Stellen auf einige Minuten trocken gelegt. Bei Port Hope, einige Meilen westlich von Cobourg, gerieth das Dampfboot *Princeſs Royal*, beim Versuch in den Hafen einzulaufen, auf den Grund; so sehr war dort das Wasser gefallen.

Die Ursache dieser Erscheinung ist ohne Zweifel in dem Tornado zu suchen, der am Nachmittage über den See hinwegstrich, zu Johnston's Creek, Grafschaft Niagara, begann, seinen Weg nordöstlich über die Grafschaft Orleans nahm, dann bei Oak Orchard Creek, 50 Meil. westlich von Rochester, den See erreichte und quer über ihn setzte. Der Tornado war in der Grafschaft Orleans etwa drei Viertelmeilen (engl.) breit und sehr zerstörend, indem er groſse Bäume ausriſs und fortführte, Häuser abdeckte und zerstörte etc. Seine Heftigkeit dauerte nur wenige Minuten, vielleicht nicht mehr als drei. Auf dem See erzeugte er Wasserhosen, begleitet von groſsem Hagel, Blitz und Donner. Das Dampfboot *Expreſs*, Capt. Mason, kam auf seiner regelmäſsigen Reise in groſse Gefahr wegen der Stürme und der Wogen. Die Kraft dieses Tornado's war wahrscheinlich hinreichend, um das Wasser von den Küsten fortzuziehen und das beobachtete Auf- und Abfluthen hervorzubringen. Solche plötzliche Veränderungen sollen schon früher an den Seen beobachtet worden seyn. Es ist wünschenswerth, Thatsachen dieser Art zu sammeln, zusammenzustellen und zu veröffentlichen, da sie verhüten, Erdbeben zu Hülfe zu nehmen, und durch sie den Boden der Seen heben oder das Ni-

veau der Küsten verändern zu lassen, wovon keine Spur vorhanden ist. Wie es scheint, hat dieser Tornado sich nicht sehr rasch bewegt, sondern seine Gewalt war durch die groſse rotatorische Geschwindigkeit erlangt, da er Bäume abdrehte, sie mehr abbrach als umwarf. Ein alter Wagen ward in die Luft gehoben und eine bedeutende Strecke fortgeführt. Ein Scheitholz, woran acht Mann zu tragen hatten, ward funfzig Ruthen weit fortgeführt.

In einer zweiten Notiz theilt Hr. Dewey noch die Thatsache mit, daſs der *Ontario-See*, der *Erie-* und *Michigan-See* (vermuthlich auch der *Oberen-See*) im Sommer und Herbste 1845, so wie im Frühjahr 1846, einen um mehre Fuſs niedrigeren Wasserstand hatten als gewöhnlich; er leitet dieſs davon her, daſs im Jahre 1845 mehr als sechs Monate lang in allen jenen Gegenden eine ungewöhnliche Trockenheit herrschte, zur Zeit als es in den westlichen Theilen Europas häufig regnete.

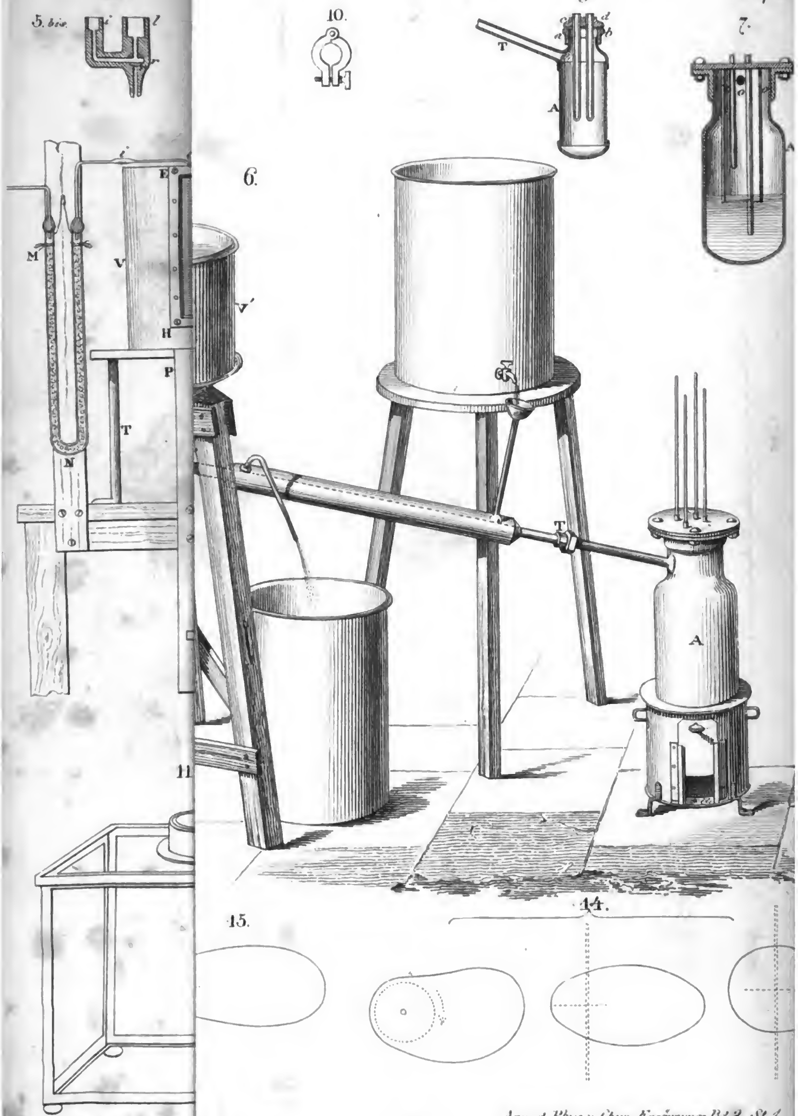
Gedruckt bei A. W. Schade in Berlin.



Guinand sc.

Digitized by Google

Taf. II



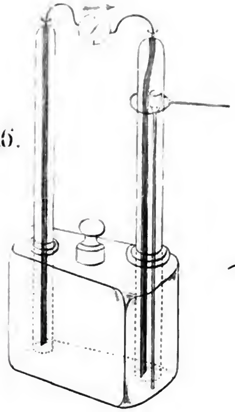
Guinand sc.

Ann. d. Phys. u. Chem. Ergänzungs Bd. 2. St. 1.

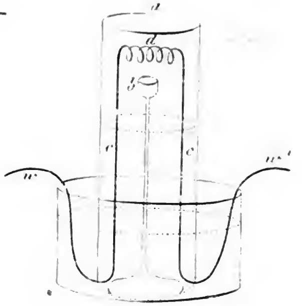
THE NEW YORK
PUBLIC LIBRARY
ASTOR, LENOX AND
TILDEN FOUNDATIONS

4.

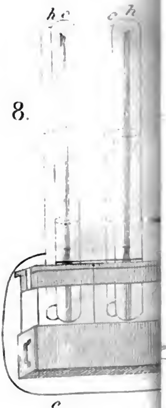
16.

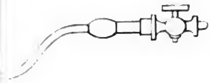


17.



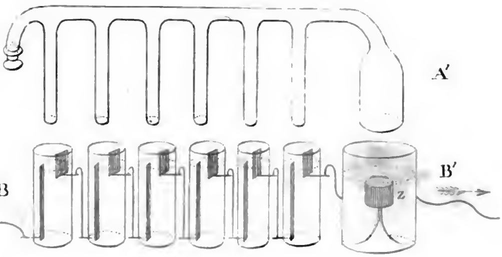
8.





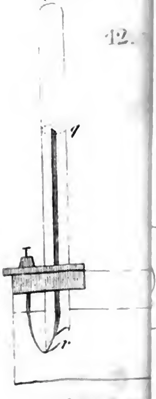
18.

A

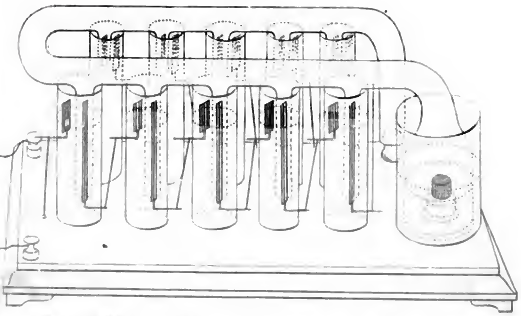


B

12.



19.



C. Guinand sc.

THE NEW YORK
PUBLIC LIBRARY

ASTOR, LENOX AND
TILDEN FOUNDATIONS
R L

H.T.

H.M

Digitized by Google